ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 5 MARS 1934.

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE BOREL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MÉTROLOGIE. — *Sur l'emploi de la radiation rouge du cadmium comme étalon métrologique et spectroscopique.* Note de M. **Ch. Fabry.**

Il est de la plus haute importance, en métrologie et en spectroscopie, de pouvoir disposer d'une radiation monochromatique aussi bien définie que possible, susceptible d'être reproduite toujours identique à elle-même. A la suite de ses recherches devenues classiques, terminées vers 1890, Michelson donna la préférence à la radiation rouge du cadmium, exempte de satellites et assez fine pour donner des interférences facilement observables avec des différences de marche dépassant 16^{cm}. Ce choix a été, en quelque sorte, sanctionné par la belle mesure du mètre en longueurs d'onde faite par Michelson au Bureau international des Poids et Mesures en 1892, avec la collaboration de René Benoît. La même comparaison, reprise dans divers pays (France, Japon, Angleterre, Allemagne) par une autre méthode (Perot et Fabry) a donné des résultats remarquablement concordants avec la mesure de Michelson.

D'autre part les spectroscopistes, à la suite des mesures de Buisson et Fabry, ont adopté cette même raie du cadmium comme étalon fondamental, et c'est sur elle qu'est basé le *système international des longueurs d'onde*, qui est maintenant unanimement adopté. La concordance parfaite des déterminations d'étalons secondaires faites dans divers pays montre que l'étalon fondamental choisi était bien adapté à sa destination.

Dans une Note récente [1] M. Pérard a signalé le fait intéressant que,

---

[1] Albert Pérard, *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 727.

dans certaines conditions, la raie rouge du cadmium est susceptible de se renverser, se transformant ainsi en un *doublet* très serré, et il a attiré l'attention sur les erreurs qui peuvent en résulter dans les mesures où cette radiation est utilisée. Bien que ce phénomène de renversement soit extrêmement facile à éviter et que, très certainement, aucun des physiciens dont je viens de rappeler les travaux ne soit tombé dans l'erreur qui pourrait en résulter, M. Pérard a rendu service aux métrologistes en signalant une confusion possible dans des mesures délicates.

M. Pérard termine sa Note par la phrase suivante : « Et il semble bien que cette grande facilité de renversement soit de nature à disqualifier la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium pour le rôle d'étalon international de longueur, auquel certains métrologistes voudraient la destiner. »

Il me paraît impossible d'accepter cette conclusion. Le renversement signalé par M. Pérard se produit seulement dans les sources à très grande brillance, dont l'emploi n'est aucunement nécessaire en métrologie et en spectroscopie; il suffit de spécifier, comme l'ont fait les spectroscopistes, le mode de fonctionnement de la source productrice de la radiation rouge pour que l'accident observé par M. Pérard soit sûrement évité; d'ailleurs, une fois prévenu, un physicien attentif s'apercevra immédiatement de l'erreur qu'il pourrait commettre. La raie rouge du cadmium, sans avoir été promue au rang d'étalon international de longueur, est déjà employée dans de nombreuses déterminations métrologiques, allant jusqu'à des mesures de longueurs atteignant plusieurs mètres, avec une parfaite sécurité. Bien que la remarque de M. Pérard s'applique uniquement à l'emploi de la raie du cadmium comme *étalon international de longueur*, la « disqualification » dont il croit pouvoir affliger cette radiation s'étendrait évidemment à toutes les applications métrologiques exigeant l'emploi de grandes différences de marche. De cette condamnation trop rapide il faut seulement retenir que les physiciens doivent être mis en garde contre les particularités des lampes à grande brillance dont on a, peut-être un peu inconsidérément, généralisé l'emploi.

La remarque de M. Pérard se rattache à l'importante question suivante : Conviendrait-il, dans l'état actuel des choses, de changer la définition de l'unité internationale de longueur, d'abandonner la définition par les étalons métalliques et de rattacher directement le Mètre à une longueur d'onde? Il me paraît probable que ce changement sera effectué dans un avenir plus ou moins lointain; les prototypes matériels deviendront alors des étalons secondaires qui conserveront une grande importance. Mais, à

mon avis, ce changement serait actuellement prématuré. Dans des questions aussi importantes, où le présent repose sur un long passé, où toute décision engage pour longtemps l'avenir, où toute fausse manœuvre peut avoir des conséquences difficiles à réparer, on ne saurait se montrer trop prudent. L'état actuel des choses n'est en rien gênant pour les physiciens qui veulent faire des mesures de longueur par interférence; la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium est connue avec une précision atteignant presque le dix-millionième, c'est-à-dire égale à celle qu'il est impossible de dépasser, avec laquelle le Mètre est défini par ses étalons légaux. Tous les progrès de la métrologie interférentielle auront pour effet de rapprocher le moment où la longueur d'onde pourra devenir l'étalon international.

En dehors de la raie rouge du cadmium on peut penser, pour cet usage, à d'autres radiations, émises dans des conditions définies.

Les conditions fondamentales pour qu'une radiation mérite d'être choisie sont : une extrême finesse et une absence complète de satellites; il faudrait ajouter, comme condition de commodité, que cette radiation ne doit pas faire partie d'un spectre trop complexe, pour que l'on puisse l'isoler sans trop de difficultés. La condition de finesse conduit à l'emploi d'un corps ayant une masse atomique élevée, pouvant être employé à basse température. Nous avons signalé depuis longtemps, M. Buisson et moi, les remarquables propriétés des raies du krypton, qui ont été employées depuis de divers côtés; il resterait à perfectionner et à préciser les conditions d'excitation permettant d'obtenir une brillance satisfaisante sans perdre sur la finesse. On pourrait penser aussi aux raies du xénon (masse atomique 130), que l'on sait aujourd'hui produire avec une grande intensité. Dans tous les cas, une condition essentielle est l'absence de satellites, et l'on ne saurait prendre trop de précautions pour s'assurer qu'elle est satisfaite. Je rappelle que l'on dispose pour cela de plusieurs moyens. On doit d'abord examiner la raie avec les divers appareils interférentiels à ondes multiples possédant un haut pouvoir de résolution (interféromètre de Perot et Fabry, échelon de Michelson, lame de Lummer). Le criterium basé sur la visibilité des franges, introduit par Michelson, est utile aussi; mais le criterium final pour constater qu'un groupe de raies est utilisable en métrologie est la constance des rapports de longueurs d'onde mesurés avec des différences de marche croissantes.

Quant à la possibilité de renversement, je crois qu'il faut la considérer comme d'importance secondaire. Je suis porté à croire que *toutes* les raies sont renversables, mais que toutes peuvent être obtenues *non renversées*.

Ce qu'il faut retenir des utiles observations de M. Pérard est une règle de conduite évidente, parfaitement respectée dans les débuts de la spectroscopie et de la métrologie interférentielles : Ayant choisi comme étalon, primaire ou secondaire, une raie déterminée dans le spectre d'un corps, il ne suffit pas de la faire émettre par une source quelconque, choisie uniquement d'après des conditions de commodité, d'intensité, ou même de prix de revient. Les conditions d'excitation doivent être définies, et c'est l'expérience qui doit dire, dans chaque cas particulier, la tolérance acceptable sur ces conditions. On ne peut être surpris de la nécessité de quelques précautions dans des mesures où l'on vise à la précision, vraiment exceptionnelle en Physique, du dix-millionième; il est au contraire remarquable que ce résultat puisse être atteint avec des moyens très simples et des conditions définies avec une tolérance très large.

THERMODYNAMIQUE. — *Fonctionnement d'un thermo-compresseur entraînant successivement deux fluides compressibles de densités différentes : Résultats expérimentaux.* Note [1] de M. **Jean Rey.**

J'ai appelé thermo-compresseurs les trompes à gaz ou à vapeur et, d'une façon générale, les trompes utilisant des fluides compressibles (fluide moteur ou fluide entraîné) dont les densités varient pendant leur passage dans l'appareil. Les nombreuses expériences que j'ai exécutées, depuis l'année 1905, m'ont fait découvrir certaines propriétés générales qui présentent quelque intérêt.

Lorsque l'on utilise, dans la tuyère motrice, un débit constant de vapeur d'eau, en la détendant de la pression absolue p_0, jusqu'à la pression p, à son entrée dans le mélangeur, et, que l'on entraîne de la vapeur prise, par exemple, à la pression atmosphérique extérieure p_e ou de l'air pris à la même pression, on constate, l'appareil étant bien réglé, que le rapport des débits en poids des deux fluides entraînés ne dépend que de leurs densités. On observe également que la pression finale p_f reste constante, quelle que soit la nature du fluide entraîné, air ou vapeur d'eau, bien que le rapport de leurs densités atteigne, dans mes expériences, près de 2 et, celui de leurs débits, en poids respectifs, près de 1,40.

Toutes ces expériences ont été effectuées sur des appareils à formes rectilignes, où le mélangeur figure un angle dièdre, dans les parois duquel sont percées les tuyères où passe le fluide entraîné, tandis que le fluide

---

[1] Séance du 26 février 1934.

moteur se détend dans une seule tuyère, dont l'orifice, également rectiligne, aboutit au sommet de l'angle dièdre. Un diffuseur, d'abord rectiligne, puis circulaire, fait suite au mélangeur.

Les pressions et les températures (p_0, T_0) sont mesurées à la section d'entrée de la tuyère motrice, à l'amont des tuyères du fluide entraîné (P, T_P) dans le mélangeur (p, T_p) et à la buse de sortie du diffuseur (p_f, T_f). Les débits en poids du fluide entraîné, Q_v pour la vapeur et Q_a pour l'air, ont été mesurés à l'avance par les procédés connus. La vapeur motrice, dont le débit en poids est Q_0, se détend de la pression initiale p_0 à la pression p dans le mélangeur, pression égale à celle obtenue par la détente du fluide entraîné.

Les poids spécifiques des fluides entraînés dans le mélangeur sont, à l'amont du mélangeur : pour la vapeur $(\varpi_v)_P$ et pour l'air $(\varpi_a)_P$; dans le mélangeur, après la détente, leurs valeurs deviennent : pour la vapeur $(\varpi_v)_p$ et pour l'air $(\varpi_a)_p$. Il est à noter que la pression P est égale à la pression atmosphérique extérieure p_a, ou bien très voisine de cette valeur dans la plupart des thermo-compresseurs employés pour l'évaporation des liquides ou pour les industries chimiques.

J'appelle aussi $(\varpi_v)_{pf}$ le poids spécifique du mélange des deux vapeurs, à la sortie du thermo-compresseur, dans le cas de l'entraînement de la vapeur; dans le cas de l'entraînement de l'air, j'appelle $(\varpi_{\text{mél.}})_{pf}$ le poids spécifique du mélange d'air et de vapeur à la sortie du diffuseur. Ce dernier mélange s'effectue d'après la loi du mélange des gaz. Je désigne encore par $(\varpi_v)_p^P$ le poids spécifique moyen de la vapeur entraînée dans sa détente de P à p et par $(\varpi_a)_p^P$ le poids spécifique moyen de l'air entraîné de P à p. Également par $(\varpi_v)_p^{pf}$ le poids spécifique moyen du mélange des deux vapeurs dans le diffuseur où la pression s'élève de p à p_f, et par $(\varpi_{\text{mél.}})_p^{pf}$ celui du mélange d'air et de vapeur de p à p_f. Le rapport du débit en poids du fluide entraîné au débit du fluide moteur est désigné par β_v, pour la vapeur et par β_a pour l'air. On a donc

$$(1) \qquad \beta_v = \frac{Q_v}{Q_0} \quad \text{et} \quad \beta_a = \frac{Q_a}{Q_0}.$$

Il y a lieu de tenir compte que la vapeur motrice, parfaitement saturée, en se détendant jusqu'à son entrée dans le mélangeur de la pression p_0 à la pression p voit son titre baisser de l'unité jusqu'à la valeur x facile à déterminer.

Pression dans le mélangeur. — Cette pression est fort difficile à mesurer directement à cause des vitesses de choc des deux veines et des phénomènes tourbillonnaires qui les accompagnent. J'ai préféré, pour étudier le régime

de pression qui s'établit, mesurer le débit de la vapeur entraînée à l'orifice de chaque fenêtre, c'est-à-dire pour chaque tuyère d'entraînement. J'ai ainsi constaté que la pression dans le mélangeur augmente de l'entrée jusqu'à la sortie de cet organe; ou si l'on veut, que la dépression, différence entre la pression extérieure $P = p_e$ et la pression absolue du mélangeur p, diminue de la même manière. Sans entrer ici dans l'analyse détaillée de ce phénomène, j'ai reconnu que l'on pouvait substituer, dans les calculs, une pression moyenne uniforme p à la pression variable que l'on constate; cette pression p devant correspondre au même débit en poids entraîné, Q_r ou Q_a, en tenant compte de la section s des tuyères d'entraînement. D'une manière générale, dans la plupart des thermo-compresseurs, le rapport des pressions p/P est supérieur à 0,5 et il est souvent très voisin de l'unité.

Vitesse dans le mélangeur. — Le choc des deux veines fluides dans le mélangeur, leur vitesse étant connue, permet de calculer, par le théorème des quantités de mouvement projetées, la vitesse commune du mélange à la sortie du mélangeur, c'est-à-dire à l'entrée du diffuseur; cette vitesse du mélange, que le diffuseur transforme en pression, doit être suffisante pour permettre d'atteindre la pression finale en tenant compte du rendement propre du diffuseur.

Si j'appelle V_0 la vitesse du fluide-moteur à son entrée dans le mélangeur V, la vitesse du fluide entraîné, également à son entrée, soit V_v pour la vapeur et V_a pour l'air, et si j'appelle u la vitesse du mélange, u_v pour vapeur-vapeur et u_a pour vapeur-air, j'écris immédiatement les deux relations :

$$(2) \qquad u_v = \frac{V_0 \times 1 + \beta_v \times V_v}{1 + \beta_v} \qquad \text{et} \qquad u_a = \frac{V_0 \times 1 + \beta_a V_a}{1 + \beta_a}.$$

Elles se vérifient fort exactement, sans correction appréciable. A la sortie du diffuseur la vitesse du mélange est presque nulle.

Résultats expérimentaux. — Une première série d'expériences, à faible taux de compression, occupe la première partie du tableau ci-contre. Deux séries d'expériences, à fort taux de compression, en constituent la deuxième partie.

J'appelle taux de compression d'un thermo-compresseur le rapport p_f/P. Ces expériences ont été choisies parmi plusieurs centaines d'autres, les mesures ayant donné lieu à des vérifications minutieuses ([1]).

([1]) M. Marchadier a suivi avec moi toutes ces expériences.

	Faible taux de compression.		Fort taux de compression. 1re expérience.		Fort taux de compression. 2e expérience.	
	Vapeur-vapeur.	Vapeur-air.	Vapeur-vapeur.	Vapeur-air.	Vapeur-vapeur.	Vapeur-air.
p_f/P	1,2619	1,2609	5,8201	5,8635	6,3218	6,3218
p_0 (kg/m²)	60000	60000	110000	110000	110000	110000
T_0	431°	431°	525°	525°	528°	533°
x	0,9073	0,9069	0,843	0,843	0,843	0,843
$P=p_e$(kg/m²)	10500	10308	1890	1876	1740	1740
T_P	372°	299°	371°	302°	341°	331°
p (kg/m²)	9700	9508	1880	1867	1733	1733
T_p	370°	291°,6	331°	302°	331°	331°
p_f (kg/m²)	13250	12998	11000	11000	11000	11000
T_f	383°	358°,10	458°	461°	461°	464°
Q_v (k/h)	608	–	9,920	–	8,480	–
Q_a (k/h)	–	841	–	13,754	–	10,872
Q_0 (k/h)	366	366	91,500	91,500	91,500	91,500
β_v	1,66119	–	0,108635	–	0,092676	–
β_a	–	2,29784	–	0,150314	–	0,11882
$(\varpi_v)_P$	0,5850	–	0,10616	–	0,10580	–
$(\varpi_v)_p$	0,56292	–	0,10560	–	0,10929	–
$(\varpi_v)_p^P$	0,5739	–	0,10588	–	0,10754	–
$(\varpi_a)_P$	–	0,17782	–	0,211226	–	0,17960
$(\varpi_a)_p$	–	1,11397	–	0,211210	–	0,17887
$(\varpi_a)_p^P$	–	1,14589	–	0,211218	–	0,17923
$(\varpi_v)_{pf}$	0,72073	–	0,49751	–	0,49505	–
$(\varpi_v)_p^{pf}$	0,64182	–	0,30936	–	0,30217	–
$(\varpi_{\text{mél.}})_p$	–	0,85158	–	0,12542	–	0,11423
$(\varpi_{\text{mél.}})_{pf}$	–	1,03750	–	0,51792	–	0,51313
$(\varpi_{\text{mél.}})_p^{pf}$	–	0,94454	–	0,32167	–	c,31368

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur le calcul des orbites des étoiles doubles visuelles.* Note [1] de M. LUC PICART.

Admettons, ainsi que l'a fait Laplace dans le cas des orbites planétaires, que les données d'observations permettent de calculer, à un instant donné t, les coordonnées rectangulaires x, y, dans le plan perpendiculaire au rayon visuel, du compagnon mobile par rapport à l'étoile principale, et, en outre, les dérivées successives x', y', x'', y'', x''', y''', x^{IV}, y^{IV}.

---

(1) Séance du 26 février 1934.

Soient, suivant les notations habituelles que nous aurons à préciser, Ω l'angle de position de la ligne des nœuds, i l'inclinaison de l'orbite; les coordonnées ξ et η dans le plan de l'orbite vraie, par rapport à deux axes dont le premier coïncide avec la ligne des nœuds, seront

$$(1) \qquad \xi = x \cos \Omega + y \sin \Omega, \qquad \eta = -\frac{x \sin \Omega + y \cos \Omega}{\cos i};$$

d'où, pour la distance r mesurée dans le même plan,

$$(2) \qquad r^2 = \alpha x^2 + 2\beta xy + \gamma y^2,$$

les coefficients α, β, γ ne contenant que Ω et i; ce sont ces coefficients que nous allons calculer en premier lieu.

x et y étant des fonctions linéaires à coefficients constants de ξ et η, on aura

$$(3) \qquad x'' + k^2 \frac{x}{r^3} = 0, \qquad y'' + k^2 \frac{y}{r^3} = 0,$$

où r est défini par la formule (2); on a $k^2 = n^2 a^3$, n et a étant le moyen mouvement et le demi-grand axe de l'orbite vraie. On doit donc avoir

$$(4) \qquad \frac{x''}{x} = \frac{y''}{y}.$$

En prenant les dérivées successives des deux membres des équations (3), on obtient successivement

$$(5) \qquad \frac{3r'}{r} = \frac{x'}{x} - \frac{x'''}{x''} = \frac{y'}{y} - \frac{y'''}{y''},$$

$$(6) \qquad \frac{3r''}{r} - \frac{3r'^2}{r^2} = \frac{x''}{x} - \frac{x'^2}{x^2} - \frac{x^{\text{IV}}}{x''} + \frac{x'''^2}{x''^2} = \frac{y''}{y} - \frac{y'^2}{y^2} - \frac{y^{\text{IV}}}{y''} + \frac{y'''^2}{y''^2},$$

les deux dernières des égalités (5) et (6) étant une conséquence de (4).

Appelons A, 3B et $3C - 3B^2$ les valeurs des expressions (4), (5), (6) *pour l'instant t*, calculées au moyen des données; on a

$$\frac{r'}{r} = \frac{\alpha x x' + \beta(xy' + yx') + \gamma y y'}{\alpha x^2 + 2\beta xy + \gamma y^2},$$

puis, en tenant compte de $x'' = Ax$, $y'' = Ay$,

$$\frac{r''}{r} + \frac{r'^2}{r^2} = A + \frac{\alpha x'^2 + 2\beta x' y' + \gamma y'^2}{\alpha x^2 + 2\beta xy + \gamma y^2}.$$

On a donc les deux équations

$$(7)\qquad \alpha xx' + \beta(xy' + yx') + \gamma yy' = B(\alpha x^2 + 2\beta xy + \gamma y^2),$$

$$(8)\qquad (C + B^2 - A)(\alpha x^2 + 2\beta xy + \gamma y^2) = \alpha x'^2 + 2\beta x'y' + \gamma y'^2.$$

On en tire

$$\frac{\alpha}{m} = -\frac{\beta}{n} = \frac{\gamma}{p},$$

après avoir posé, en supprimant le facteur commun $xy' - yx'$,

$$m = (C + B^2 - A)y^2 + y'^2 - 2Byy',$$
$$n = (C + B^2 - A)xy + x'y' - B(xy' + yx'),$$
$$p = (C + B^2 - A)x^2 + x'^2 - 2Bxx'.$$

Ceci s'écrit en remplaçant α, β, γ par leurs expressions :

$$\frac{\cos^2\Omega + \dfrac{\sin^2\Omega}{\cos^2 i}}{m} = \frac{\sin\Omega\cos\Omega\,\mathrm{tang}^2 i}{n}$$
$$= \frac{\sin^2\Omega + \dfrac{\cos^2\Omega}{\cos^2 i}}{p} = \frac{1 + \dfrac{1}{\cos^2 i}}{m+p} = \frac{\cos 2\Omega\left(1 - \dfrac{1}{\cos^2 i}\right)}{m-p},$$

d'où

$$(9)\qquad \mathrm{tang}\,2\Omega = \frac{2n}{m-p};$$

les signes de $\cos 2\Omega$ et de $m + p/m - p$ devant être contraires l'un de l'autre, l'angle Ω se trouve déterminé à 180° près; on se conformera à l'usage en prenant Ω inférieur à 180°.

On a ensuite

$$(10)\qquad \cos^2 i = \frac{m - p\,\mathrm{tang}^2\Omega}{p - m\,\mathrm{tang}^2\Omega}.$$

La formule (2) donne ensuite r à l'instant t; on déduit de (4)

$$k^2 = n^2a^3 = -Ar^3,$$

puis, par l'application de l'intégrale des forces vives dans le mouvement vrai,

$$n^2a^2 = (C + B^2 + A)r^2,$$

d'où

$$a = \frac{-Ar}{C + B^2 + A},\qquad n^2 = \frac{(C + B^2 + A)^3}{A^2}.$$

L'intégrale des aires donne, en projection,

$$(11)\qquad k\sqrt{p}\cos i = xy' - yx'.$$

On déterminera e et v par les formules

$$e\cos v = \frac{p}{r} - 1, \qquad e\sin v = \frac{\sqrt{p}}{k};$$

comme les formules (1) donnent les valeurs de ξ et η, qui, d'autre part, sont respectivement

$$\xi = r\cos(\omega + v), \qquad \eta = r\sin(\omega + v),$$

on connaît l'angle ω.

On remarquera que l'équation (11) donne pour $\cos i$ une valeur négative lorsque celle de $xy' - yx'$ est négative. *Il est donc logique de prendre l'inclinaison i comprise entre 90° et 270° lorsque le mouvement apparent fait décroître l'angle de position.*

Cette convention, ajoutée à celle qui fait compter l'angle ω de 0° à 360° dans le sens du mouvement (AITKEN, *The binary stars*, p. 72), aurait pour avantage de supprimer le double signe qui existe dans l'expression des coordonnées apparentes en fonction des éléments actuellement adoptés.

La méthode préeédente n'introduit pas de simplification notable au point de vue du calcul pratique; elle remplace le calcul des coefficients de l'équation de l'ellipse apparente par celui des dérivées des coordonnées, et ces deux calculs sont comparables. Mais elle permet des vérifications de ce calcul préliminaire, d'après les formules (4), (5), (6); son application paraît surtout indiquée lorsque les observations dont on dispose sont faites à des époques voisines et se rapportent à une faible portion de l'orbite apparente.

Dans ce cas des observations rapprochées, on peut montrer, en généralisant un résultat de Poincaré [1], qu'il y a avantage à choisir pour l'époque t la moyenne arithmétique des dates d'observations.

ENTOMOLOGIE. — *Sur l'organisation interne des larves nymphales des* Bætisca (*types d'Éphémères*). Note [2] de M. **A. VAYSSIÈRE**.

Une larve nymphale très curieuse, découverte en 1862 par Walsh sur les bords du lac Supérieur, au Canada, décrite très superficiellement sous le nom de *Bætisca obesa* par ce naturaliste en 1864, n'a été retrouvée dans des cours d'eau de la partie orientale des États-Unis que ces dernières

---

(1) *Bulletin astronomique*, 23, 1906, p. 163.

(2) Séance du 26 février 1934.

années par M. J. R. Traver de l'Université d'Ithaca, ainsi que d'autres larves appartenant à deux autres espèces de ce même genre. Ces trois types de larves ne sont connus que par les descriptions zoologiques données en 1931 par ce naturaliste (*Journ. New-York Entomology Society*, 39).

Dans les recherches que j'avais poursuivies en 1880-1882 sur l'organisation des larves des Éphémérines, j'avais eu l'occasion de m'occuper de *Bætisca obesa* grâce à deux dépouilles nymphales que m'avait envoyées M. A. Hagen (de Cambridge, Massachusets). Ces dépouilles m'avaient permis de reconnaître la parenté existant entre cet insecte et le genre *Prosopistoma* : même concentration du corps, même position dorsale thoraco-abdominale des trachéo-branchies, recouvertes dans ces deux genres par un vaste bouclier dorsal. Mais il ne m'avait pas été possible de pousser plus loin mes investigations, particulièrement au point de vue de leur organisation interne, faute d'individus frais ou conservés dans l'alcool, et j'avais dû me contenter d'émettre l'opinion que celle-ci devait êtres emblable à la structure anatomique du *Prosopistoma*.

Ayant reçu en 1932 des larves nymphales des trois espèces connues de *Bætisca* que M. Needham (d'Ithaca), m'a fait parvenir, j'ai pu étudier l'organisation interne de ces Insectes et j'ai constaté, comme je l'avais avancé en 1882, que certains organes offrent une grande ressemblance avec ceux du *Prosopistoma*. En effet, chez ces deux genres d'Éphémérines, l'appareil trachéo-branchial est protégé par un très vaste bouclier dû à un prolongement du mesonotum, qui chez le *Prosopistoma* est soudé sur toute l'étendue de son pourtour au thorax et aux six premiers anneaux de l'abdomen, tandis que ce même bouclier chez les *Bætisca* est libre sur les côtés et en arrière, soudé seulement en avant, reposant par suite sans adhérence sur la face dorsale du corps.

Les trachéo-branchies sont en même nombre, cinq paires, et elles offrent la même forme que celles du *Prosopistoma*.

Le système nerveux, dans sa partie ganglionnaire, présente la même disposition, surtout la partie thoraco-abdominale constituée comme chez le *Prosopistoma*, par une unique masse nerveuse ventrale due à la coalescence des trois paires de ganglions thoraciques et de toutes les paires de ganglions abdominaux.

Par suite de cette similitude dans la forme larvo-nymphale de ces deux genres, dans la position dorsale, dans le nombre et dans la structure de leurs trachéo-branchies, dans la concentration considérable de leur système nerveux ventral, le tout venant s'ajouter à la grande analogie existant entre les adultes, nous sommes en droit de les séparer des autres Éphémérines qui eux ont le corps allongé, toujours pourvu d'un système nerveux ganglionnaire thoracique distinct du système abdominal et en former une sous-famille, les *Prosopistominés*, comme l'a fait le professeur Lameere en 1917 dans son Mémoire sur l'évolution des Éphémères.

M. J. Costantin fait hommage à l'Académie de deux publications qui viennent de paraître :

1° l'une de lui intitulée : *Évolution de nos conceptions sur la dégénérescence et la symbiose* (Mémoire paru dans les *Annales des Sciences naturelles*, t. XV). C'est la synthèse de ses travaux commencés déjà en 1906, continués jusqu'en 1933 ;

2° l'autre de MM. P. Lebard et J. Magrou intitulée : *Culture de la Pomme de terre en montagne et en plaine. Nouvelles expériences sur l'optimum altitudinal* (travail paru également dans les *Annales*, t. XV). Ils ont vérifié, une fois de plus, la loi de l'optimum de production à 1500^{m} d'altitude, au cours d'une année qui avait paru défavorable.

Comme de tels résultats intéressent au plus haut point l'agriculture, un *syndicat d'Agronomie alpine* a été créé en octobre 1933 dans le canton de La Grave (Hautes-Alpes), région où ont été réalisées leurs cultures depuis 1929. C'est à l'activité et à l'intelligente initiative de M. Lebard que cette création est due. Aussi une expérience agricole de grande envergure va pouvoir être réalisée par les nombreux montagnards, membre de cette association, en 1934. Par les soins de ses collaborateurs, des Pommes de terre saines de diverses origines (environ 3000^{kg} de tubercules venant de Hollande et de Bretagne et conservées en haute altitude depuis novembre) vont leur être généreusement distribuées.

Cet essai véritablement pratique contrôlera, il y a lieu de l'espérer, l'efficacité de la cure d'altitude.

M. Henri Lecomte fait hommage à l'Académie du tome sixième, fascicule 5 : *Orchidacées* (fin), par F. Gagnepain et A. Guillaumin ; *Apostasiacées*,

par GAGNEPAIN; *Hémodoracées*, par L. RODRIGUEZ; *Iridacées*, *Amaryllidacées*, *Taccacées*, par GAGNEPAIN; *Discoréacées*, par Sir DAVID PRAIN et I. H. BURKILL, de la *Flore générale de l'Indochine*, publiée sous sa direction et celle de H. HUMBERT.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre de la Section de Géométrie, en remplacement de M. *P. Painlevé* décédé.

Au premier tour de scrutin, le nombre de votants étant 54,

M. Gaston Julia	obtient................	32 suffrages
M. Paul Montel	»	21 »

Il y a 1 bulletin nul.

M. **GASTON JULIA**, ayant réuni la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation de M. le Président de la République.

COMMISSIONS.

Le scrutin pour la nomination des Commissions de prix de 1934, est clos en la séance du 5 mars.

41 cahiers de vote ont été déposés.

Les commissions seront composées ainsi qu'il suit, par les membres de droit et ceux dont l'élection résulte du dépouillement du scrutin :

I. MATHÉMATIQUES : *Prix Poncelet*, *Francœur*. — MM. Émile Picard, Hamy, Lecornu, Hadamard, Goursat, Émile Borel, Lebesgue, Cartan, Julia.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. d'Ocagne, Drach.

II. MÉCANIQUE : *Prix Montyon*, *Fourneyron*, *H. de Parville*. — MM. Émile Picard, Lecornu, Goursat, Émile Borel, Drach, Jouguet, Villat, Louis de Broglie, N....

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Laubeuf, M. d'Ocagne.

III. ASTRONOMIE : *Prix Lalande*, *Valz*, *Janssen*. — MM. Émile Picard,

Deslandres, Baillaud, Hamy, Lebesgue, A. Cotton, Esclangon, Maurain, A. de La Baume Pluvinel.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Fichot, Ch. Fabry.

IV. Géographie : *Prix Delalande-Guérineau, Gay, fondation Tchihatchef, prix Binoux.* — MM. Douvillé, Mangin, Lallemand, Lecomte, Fournier, Bourgeois, Fichot, Perrier, Tilho.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. A. Lacroix, Ch. Maurain.

V. Navigation : *Prix du Ministère de la Marine, Plumey.* — MM. Émile Picard, Lallemand, Lecornu, Fournier, Bourgeois, Laubeuf, Fichot, Perrier, Charcot, Drach, Émile Jouguet, Villat, Tilho, Louis de Broglie, N....

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. E. Borel, Rey.

VI. Physique : *Prix La Caze, Kastner-Boursault, Hébert, Hughes, fondation Clément Félix.* — MM. Émile Picard, Branly, Paul Janet, Brillouin, Perrin, A. Cotton, M. de Broglie, Ch. Fabry, N....

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Émile Borel, A. de Gramont.

VII. Chimie : *Prix Montyon des arts insalubres, Jecker, La Caze, fondation Cahours, prix Paul Marguerite de la Charlonie, Houzeau.* — MM. A. Lacroix, Le Chatelier, Béhal, Urbain, Gabriel Bertrand, Desgrez, Matignon, Delépine, Fosse.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Perrin, M. de Broglie.

VIII. Minéralogie et Géologie : *Prix James Hall.* — MM. A. Lacroix, Barrois, Douvillé, Wallerant, Mangin, L. de Launay, Sabatier, Cayeux, Ch. Jacob.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Perrin, A. Cotton.

IX. Physique du globe : *Prix Victor Raulin.* — MM. Deslandres, A. Lacroix, Hamy, Lallemand, Bourgeois, Janet, Maurain.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Branly, Esclangon.

X. Botanique : *Prix Desmazières, Montagne, de la Fons Mélicocq, de Coincy.* — MM. Bouvier, A. Lacroix, Mangin, Costantin, Lecomte, Dangeard, Gabriel Bertrand, Molliard, Blaringhem.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Viala, Fosse.

XI. Anatomie et Zoologie : *Prix Cuvier, fondation Savigny, prix Jean Thore.* — MM. A. d'Arsonval, Bouvier, A. Lacroix, Douvillé, Marchal, Joubin, Mesnil, Gravier, Caullery.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Ch. Richet, Cuénot.

XII. Médecine et Chirurgie : *Prix Montyon, Barbier, Bréant, Godard, Mège, Bellion, Larrey, Jean Dagnan-Bouveret, Louise Darracq.* — MM. A. d'Arsonval, A. Lacroix, Branly, Charles Richet, Leclainche, Mesnil, Vincent, Achard, Nicolle, Gosset, N....

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Joubin, Lapicque.

XIII. Physiologie : *Prix Montyon, La Caze, Pourat, Martin-Damourette, Philipeaux.* — MM. A. d'Arsonval, Mangin, Charles Richet, Mesnil, Gravier, Molliard, Lapicque.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Vincent, Caullery.

XIV. Statistique : *Prix Montyon.* — MM. Émile Picard, Lecornu, Lecomte, Émile Borel, M. d'Ocagne, Lebesgue, Drach.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Maurain, Cartan.

XV. Histoire et philosophie des sciences : *Prix Binoux.* — MM. Émile Picard, Bouvier, L. de Launay, Charles Richet, Émile Borel, Matignon, Caullery.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Joubin, Gravier.

XVI. Ouvrages de sciences : *Prix Henri de Parville.* — MM. Émile Borel, Dangeard, Émile Picard, A. Lacroix ; et trois membres élus : MM. Émile Borel, Gravier, Paul Janet.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Villat, Caullery, M. d'Ocagne.

XVII. *Médailles Arago, Lavoisier, Berthelot, Henri Poincaré.* — MM. Émile Borel, Dangeard, Émile Picard, A. Lacroix.

XVIII. *Prix Gustave Roux, Thorlet, fondations Lannelongue, Alexandre Darracq, Leroy-Drouault, Octave Mirbeau, Trémont, Gegner, Hirn, Henri Becquerel, Mme Victor Noury, Charles Frémont.* — MM. Émile Borel, P.-A. Dangeard, Émile Picard, A. Lacroix, Lallemand, Bouvier.

XIX. *Prix fondé par l'État* (Grand prix des sciences mathématiques). —

MM. Émile Picard, Lecornu, Hadamard, Goursat, Borel, Lebesgue, Cartan.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Bourgeois, Drach.

XX. *Prix Bordin* (SCIENCES PHYSIQUES). — MM. Bouvier, A. Lacroix, Douvillé, Le Chatelier, Dangeard, Joubin, Caullery.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Molliard, Lapicque.

XXI. *Prix Lallemand*. — MM. d'Arsonval, Bouvier, Marchal, Charles Richet, Joubin, Mesnil, Gravier.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Caullery, Lapicque.

XXII. *Prix Vaillant* (SCIENCES PHYSIQUES). — MM. Bouvier, A. Lacroix, Le Chatelier, Joubin, Molliard, Caullery, Fosse.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Dangeard, Lapicque.

XXIII. *Prix Houllevigue* (SCIENCES MATHÉMATIQUES). — MM. Émile Picard, Deslandres, Lecornu, Borel, Brillouin, d'Ocagne, Lebesgue.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Perrin, Cartan.

XXIV. *Prix Jean-Jacques Berger*. — MM. Émile Picard, d'Arsonval, A. Lacroix, Lecomte, Breton, Mesnil, d'Ocagne.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Caullery, Maurain.

XXV. *Prix Saintour* (SCIENCES PHYSIQUES). — MM. Bouvier, A. Lacroix, Marchal, Dangeard, Joubin, Mesnil, Molliard.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. d'Arsonval, Caullery.

XXVI. *Prix Jules Mahyer* (SCIENCES MATHÉMATIQUES). — MM. Émile Picard, Deslandres, Lecornu, Goursat, M. d'Ocagne, Lebesgue, Fichot.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Borel, Maurain.

XXVII. *Prix Lonchampt*. — MM. d'Arsonval, A. Lacroix, Mangin, Richet, Leclainche, Mesnil, Bertrand.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Gravier, Molliard.

XXVIII. *Prix Henry Wilde*. — MM. Émile Picard, Deslandres, A. Lacroix, Hamy, Émile Borel, G. Bertrand, Perrin.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Esclangon, Jacob.

XXIX. *Prix Caméré*. — MM. Le Chatelier, Lecornu, Breton, d'Ocagne, Séjourné, Drach, Jouguet.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Rey, Villat.

XXX. *Prix Albert Ier de Monaco.* — MM. Émile Borel, Dangeard, Émile Picard, A. Lacroix et sept membres qui seront élus ultérieurement.

XXXI. *Prix Marquet* (Sciences mathématiques). — MM. Picard, Deslandres, Lecornu, Borel, Cotton, Cartan, Villat.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Perrin, Drach.

XXXII. *Prix Hélène Helbronner-Fould.* — MM. Émile Borel, Dangeard, Émile Picard, A. Lacroix; Blondel, Paul Janet, Breton, d'Ocagne, M. de Broglie, Desgrez, Séjourné, Charcot, Helbronner, de Gramont.

XXXIII. *Prix Jérôme Ponti* (Sciences mathématiques). — MM. Émile Picard, Lallemand, Lecornu, Borel, d'Ocagne, Perrin, Villat.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Ch. Fabry, Maurain.

XXXIV. *Fondation Le Chatelier.* — MM. Le Chatelier, Charpy, Lumière, Laubeuf, Georges Claude, Guillet, Rey.

XXXV. *Fondation Roy-Vaucouloux.* — MM. Ch. Richet, Joubin, Mesnil, Vincent, Caullery, Lapicque, Gosset.

Ont obtenu ensuite le plus de suffrages : MM. Gravier, Fosse.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Henri Gadeau de Kerville. *Mélanges entomologiques.* 5e Mémoire.

MM. **Alexandre Besredka** et **Constantin Levaditi** prient l'Académie de vouloir bien les compter au nombre des candidats à l'une des places vacantes dans la Section d'Économie rurale par le décès de MM. *A. Calmette* et *E. Roux.*

GÉOMÉTRIE. — *Tétraèdres inscrits dans une biquadratique et circonscrits à une développable de classe 4 et genre 1 ou à une quadrique.* Note de M. BERTRAND GAMBIER.

1. Une première solution du problème : *tétraèdres inscrits dans une biquadratique et circonscrits à une développable de classe 4 et genre* 1, est obtenue ainsi : La biquadratique $\mathcal{B}$ est supposée, par homographie, réduite à $(pu, p'u, p''u, 1)$; on considère une droite D arbitraire définie par deux plans d'équation $\alpha_i x + \beta_i y + \gamma_i z + \delta_i = 0$ $(i = 1, 2)$, puis l'équation où $\lambda_1 : \lambda_2$ est arbitraire :

$$(1) \qquad \lambda_1[\alpha_1 p(u-\alpha) + \beta_1 p'(u-\alpha) + \gamma_1 p''(u-\alpha) + \delta_1] + \lambda_2[\alpha_2 p(u-a) + \beta_2 p'(u-a) + \gamma_2 p''(u-a) + \delta_2] = 0,$$

a étant une constante fixe (dont ω, ω', $\omega + \omega'$ sont trois valeurs remarquables). L'équation (1) définit sur $\mathcal{B}$ 4 points A, B, C, D dont la somme des arguments vaut $4a$; le plan BCD coupe $\mathcal{B}$ en un nouveau point A′ dont l'argument est égal à celui de A diminué de $4a$; *chaque point de $\mathcal{B}$ donne un unique tétraèdre ayant ce point pour sommet, et un unique tétraèdre dont une face passe par ce point qui n'est pas sommet de ce nouveau tétraèdre;* les faces du tétraèdre enveloppent une développable Δ de classe 4, genre 1. Le couple $\mathcal{B}$, Δ ainsi obtenu dépend de 21 paramètres (16 pour $\mathcal{B}$, 4 pour D, puis a) tandis que le couple général (biquadratique. développable de classe 4, genre 1) dépend de 32 paramètres : *les conditions géométriques réalisées pour obtenir ce couple particulier, qui se traduisent par* 11 *équations seulement, sont au nombre de* 16 : une développable Δ est coupée par une courbe $\mathcal{B}$ en 32 points; *ici,* 8 *de ces intersections sont doubles, équivalent à un total de* 16, *et les* 16 *intersections restantes sont, par couples de* 2, *réparties sur* 8 *génératrices de* Δ.

A priori, écrire que les faces d'un tétraèdre inconnu, inscrit dans une courbe $\mathcal{B}$, sont tangentes à une développable Δ donne 8 équations pour 4 inconnues; le couple général $(\mathcal{B}, \Delta)$ ne donne aucune solution; en se donnant un tétraèdre T (12 paramètres), une biquadratique $\mathcal{B}$ circonscrite (8 paramètres), une développable Δ inscrite (8 paramètres), on a un couple $\mathcal{B}$, Δ spécial ne dépendant que de 28 paramètres, ayant un seul tétraèdre; en donnant *a priori* deux tétraèdres T_1, T_2 (24 paramètres), $\mathcal{B}$ et Δ se trouvent déterminées et n'admettent que ces deux tétraèdres. Ces

résultats sont tout semblables à ceux que j'ai indiqués pour une cubique gauche et une développable cubique [1]; mais l'équation

$$(2)\quad \lambda_1[\alpha_1 p(u-a)+\ldots]+\lambda_2[\alpha_2 p(u-a)+\ldots]+\lambda_3[\alpha_3 p(u-a)+\ldots]=0$$

définit ∞^2 tétraèdres dont les faces enveloppent cette fois une surface irréductible de classe 4 et non une quadrique. Si l'on revient à l'équation (1), une quadrique Q arbitraire inscrite dans la développable Δ, admet avec $\mathcal{B}$ les ∞^1 tétraèdres obtenus : *le couple* $\mathcal{B}$, Q *obtenu dépend de* 22 *paramètres*, tandis que le couple général $\mathcal{B}$, Q dépend de 25 paramètres; on remarquera d'ailleurs que donner à priori deux tétraèdres T_1, T_2 *quelconques*, détermine $\mathcal{B}$ complètement, puis ∞^1 quadriques Q et qu'un couple $\mathcal{B}$, Q ainsi obtenu dépend de 25 paramètres et est le couple *général*.

2. Voici maintenant des configurations essentiellement distinctes de celles qui précèdent; on donne $\mathcal{B}$ (16 paramètres), puis une quadrique Q *quelconque* contenant $\mathcal{B}$ (un nouveau paramètre); j'ai montré dans mon Mémoire relatif aux transformations homographiques de $\mathcal{B}$ en elle-même [2] qu'il existe *trois* quadriques associées à Q, contenant $\mathcal{B}$, telles que, Q′ étant l'une, $\mathcal{B}$ possède ∞^1 quadrilatères R inscrits dans $\mathcal{B}$, dont les côtés sont alternativement situés sur l'une, déterminée, des deux semi-quadriques de support Q, puis sur l'une analogue de support Q′; il existe en même temps ∞^1 quadrilatères R_1 de même définition, relatifs aux deux semi-quadriques complémentaires; un quadrilatère R, un quadrilatère R_1, choisis tous deux arbitrairement, sont évidemment sur une même quadrique Q_1, et la remarque de M. Rowe montre que *tout plan* α *tangent à* Q_1 coupe $\mathcal{B}$ en quatre points A, B, C, D tels que les plans tangents à Q_1, autres que α, menés par BC, CD, DB se recoupent en A′ sur $\mathcal{B}$; *$\mathcal{B}$ donnée, Q_1 dépend de trois paramètres et se conserve dans l'une des involutions biaxiales dont les axes sont deux arêtes opposées du tétraèdre conjugué commun aux quadriques contenant $\mathcal{B}$; A′ est le transformé de A dans cette involution; le plan α', homologue de α dans cette involution, coupe $\mathcal{B}$ en A′, B′, C′, D′; l'ensemble α, α' fournit huit tétraèdres de l'espèce cherchée, et chaque point de $\mathcal{B}$ est sommet de quatre tels tétraèdres, ou encore le quatrième point où une face coupe $\mathcal{B}$; les huit points où Q_1 coupe $\mathcal{B}$ sont, par couples de deux, sur quatre génératrices de l'une des semi-quadriques Q_1, et en les combinant autrement, sur quatre génératrices de la semi-quadrique complémentaire.*

---

(1) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 532.
(2) *Journal de Math.*, **12**, 1933, p. 309-336.

Si l'on associe à Q_1 une autre quadrique Q'_1 de même définition (et relative au même couple d'arêtes du tétraèdre conjugué commun), l'énoncé qui précède reste valable pour un plan α tangent à Q_1 et Q'_1 : on obtient alors ∞^1 tétraèdres inscrits dans $\mathcal{B}$, circonscrits à la développable (Q_1, Q'_1), formant donc une configuration essentiellement distincte de celle du paragraphe 1°; *les* 32 *intersections de* $\mathcal{B}$ *et la développable* (Q_1, Q'_1) *sont cette fois répartis en* 16 *couples portés chacun par une génératrice de la développable.* Or, deux quelconques des tétraèdres appartenant à une telle série peuvent servir à définir une série ∞^1 du n° 1; (la valeur de $4a$ est alors ω ou ω', $\omega + \omega'$). *Pour qu'il n'y ait pas contradiction, il faut que les* 8 *faces de ces deux tétraèdres définissent non pas un faisceau tangentiel de* ∞^1 *quadratiques, mais un réseau tangentiel de* ∞^2 *quadriques* (les 8 sommets définissent d'ailleurs un réseau ponctuel de quadriques).

GÉOMÉTRIE INFINITÉSIMALE. — *Sur certaines congruences de sphères.* Note de M. **R. Jacques**, présentée par M. Jules Drach.

Une famille de sphères (Σ), dépendant de deux paramètres u, v forme une *congruence* (¹) lorsque les coordonnées x_1, x_2, x_3 du centre et le rayon R fonctions de u et de v déterminent cinq quantités X_1, X_2, X_3, X_4, X_5 :

$$X_1 = x_1, \quad X_2 = x_2, \quad X_3 = x_3, \quad X_4 + iX_5 = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 - R^2, \quad X_4 - iX_5 = -1,$$

solutions d'une même équation de Laplace. Il est alors possible de faire correspondre aux coordonnées des sphères les paramètres directeurs X_i d'une droite qui, dans un espace euclidien d'ordre 5, décrit aussi une congruence. Inversement, aux paramètres directeurs d'une telle droite correspond une congruence de sphères. La transformation de Laplace appliquée à la congruence permet ainsi de déduire d'une congruence de sphères d'autres congruences de sphères.

Je me propose ici d'indiquer quelques propriétés relatives aux *sphères de courbure* d'une surface S.

On voit qu'une sphère ayant pour centre le premier centre de courbure d'une surface S et tangente à la surface décrit une congruence. L'équation de Laplace à laquelle satisfont les quantités X_i admet en outre la solu-

(¹) C. Guichard, *Ann. École Norm. sup.*, **30**, 1903, p. 190. Les notations employées sont indiquées dans ce Mémoire.

tion $X_6 = iR$; on a donc

$$\sum_{i=1}^{i=6} X_i^2 = 0.$$

Les congruences déduites par la méthode de Laplace de la congruence précédente sont : *a.* la congruence de sphères formée par les sphères ayant pour centres les deuxièmes centres de courbure de la surface S et tangentes à cette surface; *b.* la congruence de sphères décrite par les sphères osculatrices à la deuxième famille de lignes de courbure de cette surface.

Dans ces conditions il est possible de faire correspondre aux sphères de courbure d'une surface les paramètres directeurs des tangentes à un réseau décrit dans un espace d'ordre 5 par un point de coordonnées z_1, z_2, ..., z_5. Si l'on désigne par z_6 la coordonnée relative aux rayons de courbure R_1, R_2 de S qui se correspondent dans la transformation de Laplace indiquée on voit que l'on a

$$\sum_{i=1}^{i=6} \left(\frac{\partial z_i}{\partial u}\right)^2 = 0, \qquad \sum_{i=1}^{i=6} \left(\frac{\partial z_i}{\partial v}\right)^2 = 0.$$

On obtient ainsi deux interprétations équivalentes des résultats :

a. le réseau décrit par le point de coordonnées z_1, ..., z_6 est un réseau N;

b. le réseau décrit par le point de coordonnées z_1, ..., z_5 est un réseau I.

Remarquons encore que dans un espace d'ordre 5, par orthogonalité des éléments, on fait correspondre à un réseau I une congruence I. Cette congruence est formée de sphères-points dont le centre décrit le réseau des lignes de courbure de S.

Parmi les problèmes qui se posent j'indiquerai le suivant :

Est-il possible que d'une congruence de sphères de courbure d'une surface S *on puisse déduire par la transformation de Laplace une congruence de sphères de courbure d'une autre surface* S_1 ?

Un cas particulier est celui où par la transformation de Laplace on peut déduire d'un réseau N un autre réseau N. Si l'on remarque que dans un espace euclidien d'ordre 6 un réseau N est orthogonal à lui-même, on en déduit que la suite de sphères est fermée. La solution a été donnée dans le cas où la suite se ferme après six transformations [1].

---

[1] C. GUICHARD, *Comptes rendus*, 156, 1913, p. 748; voir aussi G. TZITZÉICA, *Géométrie différentielle projective des réseaux*, p. 273 et suiv.

Le cas général est celui du réseau I qui par la transformation de Laplace donne dans un espace d'ordre 5 un nouveau réseau I. Lorsque la transformation est obtenue après deux opérations, le problème est équivalent à celui dont la solution a été donnée par MM. Drach et Gambier ([1]). Il est possible de le rattacher également aux résultats obtenus par M. Guichard concernant les équations de Moutard liées par une relation quadratique.

Une transformation par orthogonalité montre que l'on doit déterminer une congruence d'un espace d'ordre 5 qui par la transformation de Laplace faite dans deux sens différents se transforme en deux congruences I.

Dans ces conditions (1) on est amené à déterminer cinq solutions d'une équation de Moutard

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial u \, \partial v} = M\theta$$

telles que l'on ait

$$\sum \theta^2 = 1, \quad \sum \left(\frac{\partial \theta}{\partial u}\right)^2 = 0, \quad \sum \left(\frac{\partial \theta}{\partial v}\right)^2 = 0,$$

Les paramètres $\partial\theta/\partial u$, $\partial\theta/\partial v$ définissent les coordonnées de deux familles de sphères-points dont les centres décrivent les réseaux formés par les lignes de courbure de deux surfaces.

THÉORIE DES ENSEMBLES. — *Sur les ensembles ordonnés.* Note de M. Georges Kurepa, présentée par M. Hadamard.

E désignera un ensemble ordonné, pE sa puissance ([2]). Une suite bien ordonnée $S = \{V_\varphi\}$ des segments décroissants V_φ de E est dite *fondamentale* si $p\prod_\varphi V_\varphi = 1$ ou 0; dans le premier cas on dit qu'elle *converge* vers le point ΠV_φ de E et dans le second cas elle est dite *divergente*. Deux suites fond. $S_1 = \{V^1_\varphi\}$, $S_2 = \{V^2_\varphi\}$ sont dites *équivalentes* si $V^1_\varphi V^2_\psi \neq 0$ pour tout couple $V^1_\varphi \varepsilon S_1$, $V^2_\psi \varepsilon S_2$. Appelons *faisceau* l'ensemble des suites fond. de E équivalentes entre elles et rangeons toutes les suites fond. de E en faisceaux; si maintenant Φ_1, Φ_2 sont deux faisceaux quelconques et $S_i \varepsilon \Phi_i$ $(i = 1, 2)$, S_1, S_2 étant deux suites fond. quelconques, alors il existe un couple de segments $V^1_\varphi \varepsilon S_1$, $V^2_\psi \varepsilon S_2$ tels que $V^1_\varphi V^2_\psi = 0$. Donc ou bien $V^1_\varphi < V^2_\psi$, ou bien $V^1_\varphi > V^2_\psi$.

([1]) J. Drach, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1057 et 1253; B. Gambier, *Comptes rendus*, **195**, 1932, p. 928, et **196**, 1933, p. 1275.

([2]) Pour les termes employés et références, voir Note des *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 703.

Si l'on pose alors, respectivement, $\Phi_1 < \Phi_2$, $\Phi_1 > \Phi_2$, on s'assure que l'ensemble des faisceaux est *ordonné*; son ordre est tel que, si l'on remplace tout faisceau convergent Φ par le point correspondant $\Pi\Phi$ de E, le nouvel ordre de E ainsi obtenu coïncide avec son ancien ordre [1]. Nous désignerons par $\widetilde{E}$ l'ensemble ainsi construit. Si l'on considère en outre des faisceaux de pseudo-segments de E, on obtient de la même façon un ensemble $\overline{E}$ bien déterminé par E.

Pour E donné, m_1E désignera la plus petite puissance telle qu'il existe un $F \subset E$ dense dans E et tel que $pF = m_1E$; m_2E est la plus grande puissance telle qu'il existe une famille $\mathcal{F}$ de *segments* de E n'empiétant pas les uns sur les autres et telle que

$$p\mathcal{F} = m_2E.$$

Par m_3E nous désignerons la plus petite puissance telle qu'il existe une *famille déterminante de voisinages de* E, cette famille ayant la puissance m_3E [1].

LEMME. — *a*. $E \subset \widetilde{E} \subset \overline{E}$; *b*. $\widetilde{E}$ et $\overline{E}$ sont sans lacunes; *c*. Si E est dense, $\widetilde{E}$ et $\overline{E}$ sont continus, et vice versa; *d*. Si E est sans lacunes, alors $\widetilde{E} \equiv E$, et vice versa; *e*. Si E est limité et sans lacunes, alors $\overline{E} \equiv E$, et vice versa.

Soient E un ensemble ordonné *continu*, F son sous-ensemble ayant le type topologique $\mathfrak{F} \equiv 1 + \lambda + 1$, alors $\widetilde{F} \equiv F$. Mais nous pouvons considérer la construction de $\widetilde{F}$ à partir de F comme étant plongée dans E et alors à tout faisceau Φ rel. F correspond un segment ou un pseudo-segment E_a de E déterminé par $E_a = \Pi\Phi$ *rel.* E si $\Pi\Phi = a \varepsilon F$ *rel.* F (chacun des E_a peut se composer uniquement de *a*). On obtient ainsi un *développement de* E *suivant* F et puis une suite bien ordonnée de développement. Donc

$$E = \sum_{F} E_{a_0}, \quad E_{a_0} = \sum_{Fa_0} E_{a_0a_1}, \quad E_{a_0a_1} = \sum_{Fa_0a_1} E_{a_0a_1a_2}, \quad \ldots$$

et

$$E_{a_0a_1\ldots a_\xi\ldots} = \prod_{\xi<\alpha} E_{a_0a_1\ldots a_\xi}$$

si α est de deuxième espèce; nous écrirons aussi

$$E_{[\alpha]} = \prod_{\xi<\alpha} E_{a_0a_1\ldots a_\xi},$$

---

[1] Si $a \varepsilon E$ est isolé bilatéralement, son faisceau lui est identique parce que toute suite fond. de segments qui converge vers *a* se réduit à un seul terme (justement le point *a*).

donc

$$E_{[\alpha]}=\sum_{F_{[\alpha]}} E_{[\alpha]a_\alpha}, \quad E_{[\alpha]a_\alpha}=\sum_{F_{[\alpha]a_\alpha}} E_{[\alpha]a_\alpha a_{\alpha+1}}, \quad \ldots.$$

Les « arguments » F, F_{a_0}, $F_{a_0 a_1}$, ..., $F_{[\alpha]}$, ... sont des sous-ensembles des « termes » correspondants E, E_{a_0}, $E_{a_0 a_1}$, ..., $E_{[\alpha]}$, ... ayant le type $\mathfrak{S}$ ou 1 suivant que les termes respectifs E, E_{a_0}, ... sont continus ou se réduisent à un point de E; les « indices » a_0, a_1, ..., a_α, ... parcourent respectivement la suite F, F_{a_0}, ..., $F_{[\alpha]}$, ... Il existe un nombre β de seconde espèce tel que $p E_{[\beta]} \equiv 1$ et à partir duquel, par conséquent, tout développement se réduit à une identité de la forme $E_x=\sum_{E_x} a$, a parcourant E_x, celui-ci étant un « terme » quelconque du « rang » $>\beta$. Si nous écrivons

$$\sum_{FF_{a_0}} E_{a_0 a_1}=\sum_{F}\left(\sum_{F_{a_0}} E_{a_0 a_1}\right),$$

nous avons

$$E=\sum_{F} E_{a_0}=\sum_{FF_{a_0}} E_{a_0 a_1}=\sum_{FF_{a_0}F_{a_0 a_1}} E_{a_0 a_1 a_2}=\ldots=\sum_{[\alpha]} E_{[\alpha]}=\sum_{[\alpha]F_{[\alpha]}} E_{[\alpha]a_\alpha}$$
$$=\sum_{[\alpha]F_{[\alpha]}F_{[\alpha]a_\alpha}} E_{[\alpha]a_\alpha a_{\alpha+1}}=\ldots=\sum_{[\beta]} E_{[\beta]}.$$

Ces formules permettent de résoudre beaucoup de questions concernant la structure des ensembles ordonnés (1). Désignons par Ψ_1 la famille des « termes effectifs » (qui ne se réduisent pas à un point) et par Ψ_2 la *famille déterminante de segments* (voisinages) des « arguments correspondants ». On peut démontrer que $p\Psi_2=\aleph_0 p\Psi_1$ et que $\Psi=\Psi_1+\Psi_2$ est une famille déterminante de E. D'autre part, on peut démontrer l'existence d'une famille $\Psi'_1 \subset \Psi_1$ de termes *disjoints* telle que $p\Psi'_1=p\Psi_1$. Donc $m_2 E=m_3 E$ si E est continu. Cela nous permet d'énoncer le

THÉORÈME. — *Pour tout ensemble ordonné* infini, *les puissances* $m_i E$ $(i=1, 2, 3)$ *sont telles que* $m_1 E \leqq m_2 E=m_3 E$; *si* E *est* dense, *alors* $m_1 E=m_2 E=m_3 E$. *L'inégalité* $m_1 E>m_2 E$ *est caractéristique pour les ensembles ordonnés* finis.

Le fait que $m_1 E=\aleph_0$ si E est continu et $m_2 E=\aleph_0$ constitue la solution d'un problème de Souslin (2). L'inégalité $m_1 E \subset m_2 E$ peut avoir lieu pour toute puissance m

(1) Cf. E. W. CHITTENDEN, *Rendiconti, Palermo*, 39, 1915, p. 81; P. ALEXANDROFF, *Math. Ann.*, 36, 1927, p. 555; R. L. MOORE, *Point Set Theory*, New York, 1932, Chap. V.

(2) Cf. W. SIERPINSKI, *Les nombres transfinis*, Paris, 1928, p. 153.

donnée. En effet, soit E un ensemble ordonné tel que $m_1 E \leq m$ et $pE > m$ [1]; si nous désignons par G un couple *ordonné* (u, v), les éléments u, v n'appartenant pas à E, alors le produit $H = G \times E$ est tel que $m_1 H = m_1 E \leq m$ et $m_2 H > m$.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une nouvelle généralisation des questions relatives aux équations du type elliptique.* Note de M. **Georges Giraud**.

Il a déjà été prouvé que la théorie des équations du type elliptique

$$(1) \quad \mathcal{F}u = \Sigma_{\alpha,\beta} a_{\alpha,\beta} \frac{\partial^2 u}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} + \Sigma_\alpha b_\alpha \frac{\partial u}{\partial x_\alpha} + cu = f \qquad (\alpha, \beta = 1, 2, \ldots, m; a_{1,1} > 0)$$

peut s'étendre à des cas où les fonctions b_α, c et f ne sont pas bornées [2]; aux points où ces fonctions sont discontinues, l'équation est alors remplacée par de simples conditions de régularité imposées à u. On peut aller plus loin dans la même voie.

Supposons que la région où nous considérons l'équation contienne une variété $\mathfrak{M}$ à $m-1$ dimensions et une variété $\mathfrak{M}'$ à $m-2$ dimensions, remplissant les hypothèses suivantes : chacune peut être recouverte par un nombre fini de domaines, dans chacun desquels les coordonnées d'un point sont des fonctions de $m-1$ ou de $m-2$ paramètres à champ borné de variation; les dérivées de ces fonctions existent et remplissent des conditions de Hölder, et les jacobiens de ces coordonnées ne s'annulent simultanément nulle part. On désignera par r et r' les distances d'un point aux variétés $\mathfrak{M}$ et $\mathfrak{M}'$. Soit maintenant $\mathcal{D}$ un domaine (ensemble ouvert connexe) borné : on suppose que sa frontière $\mathcal{S}$ remplit les mêmes hypothèses que $\mathfrak{M}$, et en outre $\mathcal{S}$ n'a pas de point multiple. On suppose que les $a_{\alpha,\beta}$ remplissent dans $\mathcal{D}$ des conditions de Hölder; les b_α sont supposés continus en tout point de $\mathcal{D} + \mathcal{S} - \mathfrak{M}$, et ils valent $O(r^{k-1})$ ($k > 0$; O est le symbole de Landau); enfin on suppose que les fonctions c et f sont continues en tout point de $\mathcal{D} + \mathcal{S} - \mathfrak{M} - \mathfrak{M}'$, et elles valent $O(r^{k-1} + r'^{k-2})$. On dira que u est, dans le domaine $\mathcal{D}$, une solution *régulière* de (1) si u remplit les conditions suivantes : 1° continuité en tout point de $\mathcal{D}$; 2° continuité des dérivées

[1] L'existence de tels ensembles étant démontrée par M. W. Sierpinski, *Fund. Math.*, 3, 1922, p. 109.

[2] *Bull. Soc. math.*, 61, 1933, p. 1 à 54.

en tout point de $\mathcal{D} - \mathfrak{M}'$; 3° équation (1), prise au sens généralisé [1], en tout point de $\mathcal{D} - \mathfrak{M} - \mathfrak{M}'$.

Soient $t_1, t_2, \ldots, t_{m-1}$ les paramètres à l'aide desquels s'expriment les coordonnées d'un point de $\mathcal{S}$, et soient $\psi_1, \psi_2, \ldots, \psi_{m-1}$ les composantes contravariantes d'un tenseur qui remplit une condition de Hölder. Soient encore ψ et φ deux fonctions d'un point de $\mathcal{S}$, continues en tout point de $\mathcal{S} - \mathfrak{M}'$ et valant $O(r'^{k-1})$. Soient $y_1, y_2, \ldots, y_m$ les coordonnées d'un point Y de $\mathcal{S} - \mathfrak{M}'$, et soit Y_t un point qui a pour coordonnées des quantités $y_\alpha - t(\Sigma_\beta a_{\alpha,\beta}\varpi_\beta + \Sigma_\nu \psi_\nu \partial y_\alpha/\partial t_\nu) + O(t^{k+1})$ ($t > 0$; les ϖ_α sont les cosinus directeurs de la normale extérieure). On pose

$$(2) \qquad \Theta u = \lim_{t \to 0} \frac{u(Y) - u(Y_t)}{t} + \psi(Y)\, u(Y),$$

cette limite devant être indépendante des termes $O(t^{k+1})$. On impose alors à u, solution régulière de (1) dans $\mathcal{D}$, d'être continu dans $\mathcal{D} + \mathcal{S}$ et de satisfaire sur $\mathcal{S} - \mathfrak{M}'$ à l'équation $\Theta u = \varphi$. Cette question se traite par les mêmes moyens que quand $\mathfrak{M}'$ n'existe pas [1], et les résultats sont entièrement semblables; en particulier les conclusions relatives au cas où c et $-\psi$ sont partout ≤ 0, sont les mêmes.

Si l'on donne sur $\mathcal{S}$ les valeurs φ, partout continues, de la fonction u, on a des conclusions analogues. On peut même supposer que la continuité de φ n'a pas lieu sur $\mathfrak{M}'$ et que $\varphi/\log r'$ tend vers zéro avec r', ce qui s'écrit $\varphi = o(\log r')$; alors on exige $u = o(\log r')$.

Dans les deux sortes de problèmes, on peut envisager des variétés $\mathfrak{M}_n$ à n dimensions ($n \leq m - 3$), analogues à $\mathfrak{M}$ et à $\mathfrak{M}'$. Si $r_n(X)$ est la distance de X à $\mathfrak{M}_n$, on peut ne plus exiger que u soit continu sur $\mathfrak{M}' + \Sigma\mathfrak{M}_n$, à condition de lui imposer la condition $u = o(-\log r' + \Sigma r_n^{n+2-m})$; ces conditions, en apparence plus générales que celles qu'on envisageait d'abord, ne confèrent aucune nouvelle solution aux problèmes étudiés. On peut en profiter pour atteindre des cas où f et φ auraient certaines discontinuités sur les variétés introduites; par exemple on peut supposer

$$f = O(r^{k-1} + r'^{k-2} + \Sigma r_n^{n+k-m}).$$

---

(1) *Bull. Soc. math.*, 56, 1932, p. 248 à 272, 281 à 312, 316 à 352, et *Errata*, p. 384; spécialement Chap. I.

(2) Le cas où les ψ_ν ne sont pas identiquement nuls est traité dans deux articles, non encore parus, par un procédé qui utilise une généralisation des intégrales principales de Cauchy; les résultats sont semblables à ceux qui concernent le problème généralisé de Neumann. Voir *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 454 à 456.

La notion de solution élémentaire principale s'étend aux opérations $\mathcal{F}$ actuelles. Soit $G(X, \Xi)$ la solution élémentaire principale pour une telle opération $\mathcal{F}$ (ce qui implique que, hors d'un domaine borné, c est inférieur à un nombre négatif fixe); soit encore $\chi(X)$ une fonction valant $O(r^{k-1} + r'^{k-2})$ au voisinage de $\mathfrak{M} + \mathfrak{M}'$, continue hors de ces variétés et nulle à l'infini. On démontre que les trois théorèmes fondamentaux de Fredholm sont valables pour l'équation

$$(3) \qquad \rho(X) - \lambda\chi(X)\int_{\text{espace}}^{(m)} G(X, A)\rho(A)\, dV_A = f(X),$$

pourvu que les fonctions ρ et f soient astreintes à s'annuler à l'infini. On trouve ainsi les solutions nulles à l'infini, de l'équation

$$(4) \qquad \mathcal{F}u + \lambda\chi u = f.$$

Si l'opération $\mathcal{F}$ est identique à son adjointe, G est symétrique, et l'on démontre que, si c ou χ sont de signe constant, il y a une infinité de valeurs propres (valeurs de λ pour lesquelles le problème homogène a une solution non identiquement nulle). Les hypothèses ici étudiées se rencontrent dans certaines théories physiques; l'équation $\Delta u - u + \lambda u/r = 0$ (Δ est le laplacien et r est la distance à l'origine dans l'espace à trois dimensions) peut se ramener à l'équation célèbre étudiée par M. Schrödinger.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur quelques propriétés extrémales des polynomes*. Note [1] de M. **J. Geronimus**, présentée par M. Hadamard.

Nous considérons le problème suivant :

Étant donnés des nombres réels $a_0, a_1, \ldots, a_s$, trouver les valeurs extrémales de l'expression linéaire

$$(1) \qquad \omega(\mathcal{P}) = a_0 A_0 + a_1 A_1 + \ldots + a_s A_s,$$

dépendant des coefficients d'un polynome

$$\mathcal{P}(x) = A_0 x^n + A_1 x^{n-1} + \ldots + A_n$$

de degré $\leq n$ soumis à la condition

$$(2) \qquad \mathcal{L}(\mathcal{P}) = \int_{-1}^{1} |\mathcal{P}(x)|\, dx = 1.$$

---

[1] Séance du 26 février 1934.

Dans le cas où $s \leqq [n/2]$ on trouve

$$(3) \qquad |\omega(\mathfrak{P})| \leqq \frac{1}{2}\mathfrak{L}(\mathfrak{P})|\mu_0|,$$

où μ_0 est la racine de plus grand module de l'équation séculaire

$$(4) \qquad \begin{vmatrix} b_0-\mu & b_1 & b_2 & \dots & b_{s-1} & b_s \\ b_1 & b_2-\mu & b_3 & \dots & b_s & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ b_{s-1} & b_s & 0 & \dots & -\mu & 0 \\ b_s & 0 & 0 & \dots & 0 & -\mu \end{vmatrix} = 0.$$

Les nombres b_k sont donnés par la formule

$$(5) \qquad b_k = \sum_{r=0}^{\left[\frac{s-k}{2}\right]} 2^{n-k-2r}\binom{-n+k+2r-1}{r}\alpha_{k+2r} \qquad (k=0, 1, 2, \dots, s).$$

Le polynome $\overline{\mathfrak{P}}(x)$ réalisant ce maximum est donné par la formule

$$(6) \qquad \overline{\mathfrak{P}}(x) = \sum_{i=0}^{s}\sum_{k=0}^{s}\alpha_i\alpha_k\mathfrak{U}_{n-i-k}(x),$$

$$\mathfrak{U}_\nu(x) = \frac{\sin(\nu+1)\varphi}{\sin\varphi}, \qquad \varphi = \arccos x \qquad (\nu = 0, 1, 2, \dots)$$

et $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_s$ sont les coefficients du polynome

$$(7) \qquad q(z) = \alpha_0 z^s + \alpha_1 z^{s-1} + \dots + \alpha_s,$$

défini, à un facteur constant près, par la formule

$$(8) \qquad q(z) = \begin{vmatrix} b_0-\mu_0 & b_1 & b_2 & \dots & b_{s-1} & b_s \\ b_1 & b_2-\mu_0 & b_3 & \dots & b_s & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ b_{s-1} & b_s & 0 & \dots & -\mu_0 & 0 \\ z^s & z^{s-1} & z^{s-2} & \dots & z & 1 \end{vmatrix}.$$

Si μ_0 est la seule racine de module $|\mu_0|$ de l'équation (4), le polynome $\overline{\mathfrak{P}}(x)$ réalisant le maximum est de degré n et change de signe n fois à l'intérieur de l'intervalle $(-1, +1)$; si σ racines de (4) ont le même module $|\mu_0|$, le polynome $\overline{\mathfrak{P}}(x)$ est de degré $n-\sigma+1$.

En particulier, les valeurs extrémales d'un coefficient peuvent être

trouvées par l'équation plus simple

$$(9)\qquad \begin{vmatrix} b_0-\mu & b_2 & b_4 & \dots & b_{s-2} & b_s \\ b_2 & b_4-\mu & b_6 & \dots & b_s & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ b_s & 0 & 0 & \dots & 0 & -\mu \end{vmatrix}=0,$$

dans le cas où s est pair; on a

$$(10)\qquad \begin{cases} \dfrac{b_{2k}}{b_0}=(-1)^k\dbinom{\frac{s}{2}}{k}:\dbinom{n-\frac{s}{2}}{k} & \left(k=1,2,\dots,\dfrac{s}{2}\right); \\ b_0=2^{n-s}\dbinom{-n+s-1}{\frac{s}{2}}. \end{cases}$$

Pour s impair, la réponse est la même : il faut seulement remplacer n par $n-1$.

En particulier, pour chaque polynome satisfaisant à (2), on a les inégalités suivantes :

$$(11)\qquad \begin{cases} |A_0|\leqq 2^{n-1}, \quad |A_1|\leqq 2^{n-2}, \\ |A_2|\leqq 2^{n-4}\{n-1+\sqrt{n^2-2n+5}\}, \quad |A_3|\leqq 2^{n-5}\{n-2+\sqrt{n^2-4n+8}\} \\ |a_0A_0+a_1A_1|\leqq 2^{n-2}\{|a_0|+\sqrt{a_0^2+a_1^2}\}, \quad \dots. \end{cases}$$

Si n augmente indéfiniment tandis que s reste fini, nous obtenons (en supposant que $a_0, a_1, \dots, a_3$ sont de même ordre)

$$(12)\qquad \begin{cases} \left|\displaystyle\sum_{r=0}^{s}a_rA_r\right|\leqq \dfrac{2^{n-s-1}n^{\frac{s}{2}}}{\left(\frac{s}{2}\right)!}|a_s| & (s-\text{pair}), \\ \left|\displaystyle\sum_{r=0}^{s}a_rA_r\right|\leqq \dfrac{2^{n-s-1}n^{\frac{s-1}{2}}}{\left(\frac{s-1}{2}\right)!}\{|a_{s-1}|+\sqrt{a_{s-1}^2+a_s^2}\} & (s-\text{impair}). \end{cases}$$

En particulier, les valeurs extrémales des coefficients sont

$$(13)\qquad |A_s|\leqq \frac{2^{n-s-1}n^i}{i!}, \qquad i=\left[\frac{s}{2}\right].$$

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les zéros et les pôles d'une fonction méromorphe dans un secteur.* Note de M. **Soula**, présentée par M. Hadamard.

Soit une fonction $f(z)$ de la variable $z = re^{i\theta}$ méromorphe à l'intérieur du domaine $r_0 < r$, $-\alpha < \theta < \alpha$ et sur son contour sauf, éventuellement, à l'infini. Les zéros seront désignés par $a_p e^{i\alpha_p}$ et les pôles par $b_q e^{i\beta_q}$. On a

$$\sum\left(\frac{1}{a_p}-\frac{1}{\rho}\right)(\cos\alpha_p-\cos\alpha)-\sum\left(\frac{1}{b_q}-\frac{1}{\rho}\right)(\cos\beta_q-\cos\alpha)$$
$$=\frac{1}{2\pi}\int_{r_0}^{\rho}\int_{\alpha}^{\alpha}\log|f(z)|\left[\frac{\cos\theta}{\rho}-\frac{\cos\alpha}{r}\right]\frac{d\theta\,dr}{r}$$
$$+\frac{\sin\alpha}{2\pi}\int_{r_0}^{\rho}\log[|f(re^{i\alpha})|f(re^{-i\alpha})|]\frac{1}{r}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{\rho}\right)dr$$
$$+\frac{1}{2\pi\rho}\int_{-\alpha}^{\alpha}\log|f(\rho e^{i\theta})|(\cos\theta-\cos\alpha)\,d\theta+\frac{A}{\rho}+B,$$

A et B ne dépendant pas de ρ; les sommes du premier membre sont étendues aux zéros et aux pôles du domaine $r_0 < r < \rho$, $|\theta| < \alpha$.

Cette équation est analogue à celles que l'on trouve dans la troisième partie du Mémoire bien connu de MM. F. et R. Nevanlinna (¹); elle s'obtient par leur méthode. Dans les formules de MM. Nevanlinna, l'ouverture de l'angle $\pi/2k$ est en relation avec la fonction $1/r^k \cos k\theta$ qui, au premier membre, sert à évaluer l'éloignement des zéros et des pôles. L'équation ci-dessus, au contraire, s'applique quel que soit α. Elle contient au deuxième membre le terme $-\cos\alpha/r^2 \log|f(z)|$ qui prend des valeurs très grandes positives si α est aigu et si $|f|$ est voisin de zéro et ce terme fait intervenir la décroissance des fonctions.

Voici une application obtenue en utilisant un changement de variable simple : Si $f(z)$ est holomorphe et vérifie dans l'angle $-\alpha < \theta < \alpha$ et sur ses côtés l'inégalité $|f| < e^{r^n\eta(r)}$, $\eta(r)$ étant une fonction positive telle que l'intégrale $\int^{\infty}\eta(r)/r$ converge, si la valeur moyenne $\omega(r) = \int_{-\alpha}^{\alpha}\log|f(re^{i\theta})|\,d\theta$ est telle que $\int_{r_0}^{\rho}\omega(r)/r^{n+1}\,dr$ ne tende pas vers $-\infty$ quand ρ croît indéfiniment, la série $\sum\frac{\cos n\alpha_p-\cos n\alpha}{a_p^n}$ converge. Il n'y a pas intérêt à appliquer

(¹) *Acta Societatis Scientiarum Fennicae*, 58, v, 1922, p. 36.

ce théorème quand $\alpha \geqq \pi/2k$: dans cette hypothèse, les théorèmes de MM. Nevanlinna sont plus simples, la décroissance n'intervenant pas.

Signalons encore le cas de fonctions holomorphes dans l'angle, d'ordre 1 et de type moyen, c'est-à-dire de fonctions qui vérifient $|f(z)| < e^{Ar}$. Supposons, en particulier, que l'on ait $\log|f(re^{i\alpha})f(re^{-i\alpha})| < ar \leqq 2Ar$ et que la décroissance de la valeur moyenne soit limitée par $\omega(r) > -br$; on peut alors écrire

$$\sum_{r_0<r<\rho}\left(\frac{1}{a_n}-\frac{1}{\rho}\right)(\cos\alpha_n-\cos\alpha)<\frac{a\sin\alpha+b\cos\alpha}{2\pi}\log\rho+\text{const.},$$

inégalité qui présente des analogies avec d'autres conditions relatives aux zéros d'une fonction d'ordre 1 et de type moyen dans un angle [1].

MÉCANIQUE. — *Sur les centres de gravité des corps finis homogènes.* Note de M. **P. Vincensini**, présentée par M. Hadamard.

1. MM. Levi-Civitá [2] et Tricomi [3] ont attiré l'attention sur l'ensemble constitué par les centres de gravité des ∞^3 sections planes d'un corps fini homogène S.

M. Levi-Civitá s'est surtout occupé des *directrices orthobariques* de S (courbes telles que les sections de S par les plans normaux en leurs différents points admettent ces points pour centres de gravité). M. Tricomi a principalement étudié la distribution des centres de gravité. Il a montré que si S est fini et si les coordonnées du centre de gravité de la section de S par un plan ω sont des fonctions continues des coordonnées de ω (sauf peut-être pour les plans ω d'un ensemble discret exceptionnel), l'ensemble Γ des centres de gravité est une variété à *trois dimensions* (S est *barostérique* au sens de M. Levi-Civitá).

Si S est convexe (et s'il n'y a pas de variété exceptionnelle), Γ coïncide avec S; si S est connexe, M. Ascoli a fait remarquer que Γ coïncide avec le plus petit corps convexe contenant S.

Dans cette Note, je présente quelques résultats relatifs au cheminement des directrices orthobariques à travers Γ, aux points *singuliers* de Γ ou aux

---

(1) *Annales de l'École Normale supérieure*, **44**, 1927, p. 107 et suiv.

(2) *Rendiconti dei Lincei*, 6e série, **12**, 1930, p. 535.

(3) *Ibid.*, 6e série, **7**, 1931, p. 407.

ensembles Γ, Γ′ associés à deux corps distincts. Les corps sur lesquels nous raisonnerons seront des corps connexes, pourvus de la condition de continuité indiquée par M. Tricomi.

2. Soit G un point quelconque de l'ensemble à trois dimensions Γ des centres de gravité de S; ω étant un plan orienté quelconque passant par G et coupant S suivant *s*, portons sur la normale positive en G à ω une longueur GP égale à la distance du point G au centre de gravité de *s*. Lorsque ω tourne autour de G, P décrit une surface Σ que nous appellerons l'*indicatrice des distances relative au point* G (ou simplement l'indicatrice en G).

G appartenant à Γ, il existe au moins un plan ω donnant G comme centre de gravité. Σ (symétrique par rapport à G) passe par G et admet G comme point multiple; le cône des tangentes en G peut, soit comprendre plusieurs droites ou même une infinité disposées suivant les génératrices de un ou plusieurs cônes, soit se réduire à *une seule* droite. Dans le premier cas nous dirons que G est *un point singulier* de Γ; dans le deuxième cas G est un point ordinaire.

J'ai montré que les points singuliers de Γ *peuvent tout au plus former un ensemble à deux dimensions intérieur à* Γ. La démonstration consiste à supposer que les points singuliers remplissent un domaine Δ à trois dimensions, à définir par continuité en chaque point G de Δ un angle Θ formé par deux droites distinctes du cône des tangentes à Σ, et à montrer que l'existence de Δ entraîne la possibilité d'approcher indéfiniment l'angle Θ (supposé non nul) relatif à un point du domaine par une suite d'angles aussi petits que l'on veut; l'inexistence de Δ en résulte.

En un point ordinaire de Γ l'indicatrice Σ est topologiquement équivalente à un tore de cercle de gorge intérieur *nul* (c'est un tore si S est une sphère). A chaque point G de Γ (sauf aux points singuliers éventuels) on peut donc associer une direction déterminée, celle de la tangente en G à Σ, et les directrices orthobariques sont les courbes tangentes en chacun de leurs points à la direction correspondante. Ces courbes cheminent à l'intérieur du corps convexe Γ et *abordent orthogonalement sa frontière en deux points distincts*.

3. Envisageons deux corps distincts S et S′; supposons qu'il existe à l'intérienr des ensembles Γ et Γ′ attachés à S et S′ deux continus C et C′ tels que la coïncidence de C et C′ entraîne celle des indicatrices homologues. Si l'on suppose la coïncidence réalisée et si l'on coupe S et S′ par les ∞^3 plans sécants à C et C′, on constate sans peine que les sections ont *même centre de*

gravité. La continuité admise au n° 1 entraîne alors *en général l'identité* de S et S'. Il y a une exception : S et S' peuvent être *deux ellipsoïdes homothétiques*. Cette exception mise à part, on peut dire que la connaissance des indicatrices d'un corps le long d'un continu quelconque entraîne la connaissance du corps.

4. On déduit du n° 2 qu'étant donné un point O, on ne peut pas, en général, trouver un plan ω issu de O déterminant dans deux corps donnés S et S' des sections admettant O pour centre de gravité commun. Pour que ω existe, il faut que O appartienne à un certain ensemble $\mathcal{E}$, à deux dimensions au plus, intérieur au produit des deux ensembles Γ et Γ' attachés à S et S'. On démontre que si le produit existe effectivement, $\mathcal{E}$ *existe toujours*.

5. Les conclusions qui précèdent subsistent si, au centre de gravité G, on substitue tout autre point, défini à l'intérieur du plus petit corps convexe Γ contenant S par des coordonnées fonctions continues de celles du plan ω. On peut en particulier considérer le centre de gravité du *périmètre* (homogène) de la section de S par ω. Les indicatrices Σ doivent alors être remplacées par de nouvelles indicatrices Σ', elles aussi topologiquement équivalentes à un tore. Les tangentes à Σ et Σ' en un même point O de Γ sont généralement distinctes, mais il existe un ensemble (à deux dimensions au plus) intérieur à Γ *en chaque point duquel ces tangentes sont confondues;* de sorte qu'on peut toujours *trouver des plans coupant* S *suivant des sections pour lesquelles le centre de gravité du périmètre et de la surface sont confondus*.

S'il existe dans Γ un point O tel que tout plan ω passant par O coupe S en donnant O pour centre de gravité (il ne peut y avoir plus d'un de ces points), on peut montrer que toutes les directrices orthobariques *passent par* O, qui est aussi centre de gravité des périmètres des différentes sections en même temps que centre de symétrie de S.

HYDRODYNAMIQUE EXPÉRIMENTALE. — *Sur le déplacement de l'eau au cours des explosions sous-marines*. Note [1] de M. J. **Ottenheimer**, présentée par M. E. Jouguet.

Dans une Note antérieure [2], nous avons donné la courbe du déplacement, en fonction du temps, de la surface de séparation de l'eau et des

---

[1] Séance du 26 février 1934.

[2] *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 203.

gaz dans une explosion sous-marine, pour une charge de 100^g d'explosif.

Nous avions noté trois ondulations, la deuxième ayant une amplitude notablement supérieure à la première et surtout à la troisième. Nous avions montré que les époques de production des divers phénomènes étaient en accord avec des résultats trouvés antérieurement avec des charges de 129^{kg} de mélinite.

Le dispositif adopté pour ces essais comportait une cause de perturbations, un flotteur massif en bois immergé verticalement à 0^m,50 environ du centre d'explosion; l'amplitude du mouvement étudié étant de l'ordre de 0^m,40, il pouvait se produire des réflexions sur le flotteur susceptibles de troubler le développement du phénomène en eau libre. En outre, la présence de cet obstacle, sans créer de réflexion, devait s'opposer à la détente des gaz dans la direction correspondante.

Pour élucider cette question, nous avons repris l'expérience en évitant cette cause d'erreurs. L'appareillage et la méthode étaient ceux décrits dans la Note rappelée ci-dessus. Toutefois, nous avons porté la longueur des tiges métalliques isolées à leur extrémité à 3^m,50, distance de l'ordre de grandeur de la distance de la charge à la surface libre et au fond. L'expérience ainsi conduite peut être considérée comme effectuée en milieu indéfini.

Le graphique de la figure 1 représente l'enregistrement du passage des

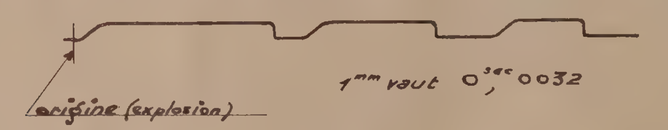


Fig. 1.

fronts des gaz à 68^{mm} du centre d'explosion. Un crochet correspond dans un sens à la rupture, dans l'autre sens au rétablissement du courant. Les époques correspondantes sont :

A la rupture (passage du front en éloignement), 0,002 seconde, 0,106 seconde, 0,193 seconde.

Au rétablissement (passage du front en rapprochement), 0,082 seconde, 0,165 seconde, 0,228 seconde.

Ces époques sont nettement plus longues que celles indiquées antérieurement (variant de 0,02 seconde à 0,170 seconde). En outre, la première onde est beaucoup plus étalée qu'en 1932, la deuxième beaucoup moins. La courbe du déplacement a donc l'allure de la figure 2 qui représente un

mouvement oscillatoire amorti. On voit nettement sur la figure 1 que pour les trois ondulations, la rupture est relativement lente et au contraire le rétablissement du courant très brusque, ainsi que le tracé de la figure 2 peut le faire prévoir.

Le schéma du phénomène peut donc être représenté comme suit. Les gaz de l'explosion, à haute température et forte pression, compriment relativement lentement une masse d'eau ayant un très petit coefficient de compressibilité, pratiquement un ressort très raide. Lorsque la pression des gaz tombe, du fait de la détente, au-dessous d'une certaine valeur, l'eau réagit et comprime très brusquement les gaz (ressort très souple); la position d'équilibre est dépassée, de telle sorte que le phénomène de compression de l'eau, puis des gaz, se reproduit une ou deux fois (sans doute davantage pour de plus grosses charges). En même temps les gaz pénètrent peu à peu dans l'eau, la surface de séparation leur étant facilement perméable, d'où un amortissement puissant.

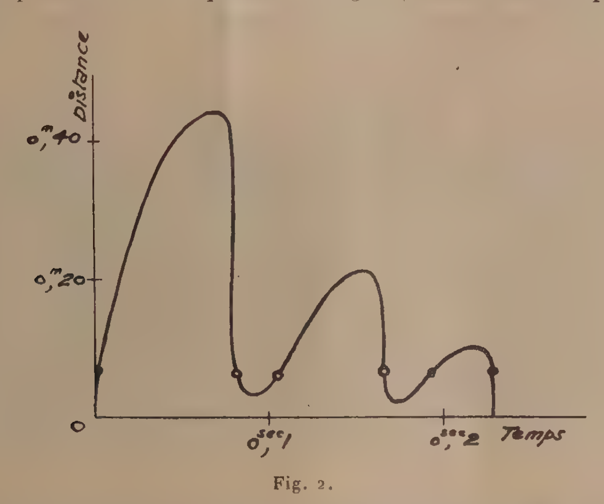


Fig. 2.

L'accord, signalé en 1932, des époques des diverses compressions pour les charges de 100g et de 129kg est sans doute purement fortuit et dû à la proximité du fond pour les grosses charges, jouant le rôle du flotteur pour la petite, les diverses distances étant entre elles très approximativement dans le rapport de similitude mécanique.

D'expériences analogues en cours, il résulte que les époques de production des ondes successives en eau libre croissent en même temps que la charge, ce qui est en accord avec le schéma que nous indiquons.

En présence d'un obstacle, le phénomène change d'allure, quant aux amplitudes et aux temps, mais son allure générale reste oscillatoire. La connaissance de l'effet de l'obstacle est essentielle pour l'étude de l'action de l'explosion sur une coque et pour la protection des navires contre les explosions.

Accessoirement, nous avons pu vérifier que de longues tiges d'acier minces, fixes à une extrémité, placées près de la charge, sont déformées par l'explosion, l'extrémité de la tige étant entraînée jusqu'à la limite atteinte par le front des gaz.

Si des expériences ultérieures vérifient cette conclusion, on en déduirait un moyen extrêmement simple pour déterminer les dimensions maxima du volume gazeux produit par l'explosion de grosses charges.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Application des interférences à l'étude de la répartition des pressions et des vitesses autour d'une aile d'avion.* Note [1] de M. J. **Dupuy**, présentée par M. Henri Villat.

Pour éviter les perturbations qu'un instrument de mesure peut apporter dans les écoulements où on l'introduit, plusieurs auteurs ont essayé d'étudier l'écoulement par voie optique. Récemment, Tremblot [2] a examiné par voie interférentielle l'écoulement dans une tuyère, autour d'un Pitot, etc.; il a indiqué et réalisé sur de petites dimensions un interféromètre particulièrement approprié à l'étude des surfaces sustentatrices. J'ai entrepris d'appliquer systématiquement cette méthode, sur une échelle plus grande, à l'étude des profils sustentateurs pour des vitesses voisines de la célérité du son.

Une aile cylindrique de 60^{mm} de corde est placée entre deux glaces normales à ses génératrices, distantes de 40^{mm} et constituant deux parois opposées d'un tunnel aérodynamique à section rectangulaire. On obtient un écoulement plan, la densité de l'air étant uniforme tout le long d'un rayon lumineux parallèle aux génératrices. La constance des chemins optiques à l'extérieur de la soufflerie est assurée par une ventilation vigoureuse égalisant la température de l'air.

---

(1) Séance du 19 février 1934.

(2) *Publications scientifiques du Ministère de l'Air*, n° 10. Éditeurs : Blondel La Rougerie; Gauthier-Villars, 1933, Paris.

Le fonctionnement d'une soufflerie ne pouvant être exempt de vibrations, l'interféromètre doit être de grandes dimensions (diamètre des lames 160^{mm}) et à réglage très stable : une modification légère du montage classique des lames de Jamin offre une solution simple et économique : un objectif, placé à la sortie de l'interféromètre, donne d'une source ponctuelle dichromatique placée à quelques mètres une série d'images due aux réflexions successives sur les faces des lames. Un diaphragme ne conserve que deux images donnant chacune un système de franges excellentes : un système photographié directement donne les franges classiques en lumière dichromatique et permet par l'aspect de celles-ci leur numérotage rapide; l'autre, rendue monochromatique par passage à travers un filtre convenable, fournit les franges sur lesquelles s'effectueront les mesures.



Fig. 1. Fig. 2.

L'interféromètre différentiel donne la différence de deux chemins optiques distants d'environ 10^{mm}, ce qui permet de constituer les fenêtres du tunnel par de la glace du commerce. Des cavités pratiquées dans les parois normales aux génératrices et maintenues à la pression atmosphérique donnent la densité initiale, et l'on obtient de proche en proche la densité de l'air en chaque point.

Une source lumineuse, dichromatique, ponctuelle et à grande brillance est réalisée par la décharge d'un condensateur entre pointes de magnésium. On élimine : *a*. le spectre de l'air, par une self en série sur l'arc et en rapprochant les électrodes; *b*. le spectre continu de la magnésie, en opérant rapidement et avec des électrodes bien décapées. Les plaques utilisées n'étant sensibles qu'au delà du vert ne sont impressionnées que par les raies 4481 Å et 3830 Å; on réalise ainsi une lumière dichromatique; le

filtre BG3 d'Iéna ne laisse passer que la raie 3830 Å et fournit la lumière monochromatique.

Les écoulements ont permis de mesurer à 1/3 de frange près des déplacements atteignant 35 franges. Les clichés ci-dessus montrent les franges : 1° au repos (*fig.* 1); 2° en marche (*fig.* 2), et la réduction correspondante (*fig.* 3) qui permet de conclure à une portance négative de $-1^{kg},075$, et à une circulation des vitesses de $-0,166$ m²/s, calculées dans l'hypothèse d'une détente adiabatique.

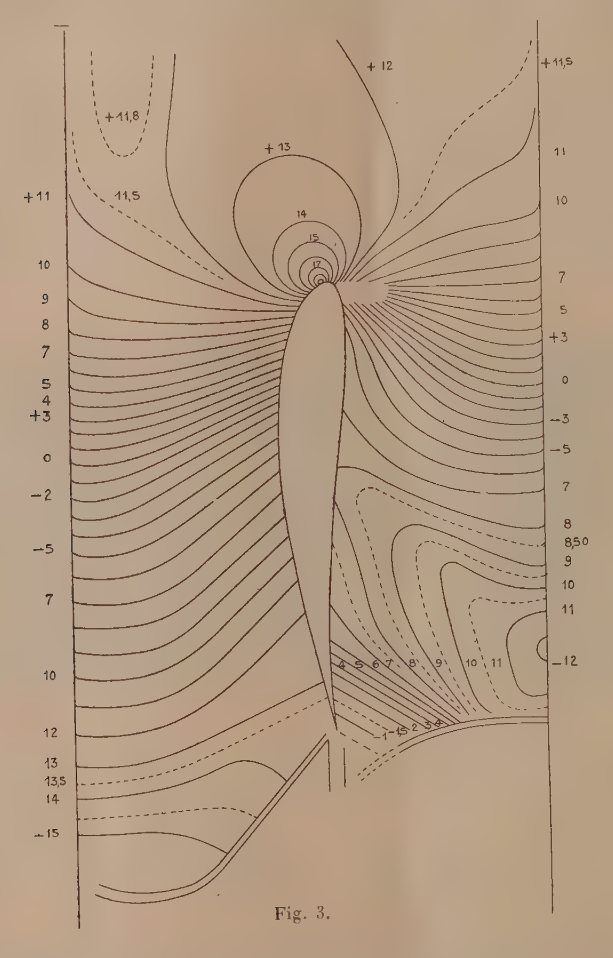


Fig. 3.

AÉRODYNAMIQUE. — *Échauffement par frottement d'un corps en déplacement rapide dans le gaz carbonique.* Note de M. **Edmond Brun**, présentée par M. Ch. Fabry.

Pour éliminer l'influence du profil du corps et ne mesurer que l'échauffement dû au frottement, nous utilisons le dispositif déjà décrit (¹) qui consiste à sertir de petites plaques métalliques une paroi d'une boîte fermée, en contreplaqué, ayant la forme extérieure d'un disque d'un mètre de diamètre. Un thermocouple permet de mesurer, par une méthode de compensation, l'écart de température entre deux petites plaques situées à des distances différentes de l'axe, et, par conséquent, animées, lors de la rotation du disque, de vitesses différentes. Cette mesure différentielle permet de trouver la loi de l'échauffement θ en fonction de la vitesse v. On trouvera, dans les Notes citées, des détails sur le dispositif et les mesures.

En répétant les expériences à l'air libre, nous avons trouvé un échauffement de 2°,7 pour une vitesse de 75 m/s. Avec le dispositif à soudures massives, utilisé pour la mesure du coefficient d'échange thermique (²), le même échauffement ne pouvait être obtenu qu'avec une vitesse de 80 m/s. Nous reviendrons, dans une Note ultérieure, sur ce désaccord assez important. Quoi qu'il en soit, avec le dispositif utilisé, et pour des vitesses comprises entre 50 m/s et 75 m/s, nous vérifions, avec la précision déjà obtenue de 2 à 3 pour 100, la loi

$$\theta = 4,8.10^{-8} v^2 \qquad \text{où } v \text{ est en cm/s.}$$

Nous avons placé ensuite le disque dans une grande caisse en cuivre, de 3$^{m^3}$ environ. L'arbre de rotation, monté sur deux paliers (l'un à l'intérieur, l'autre à l'extérieur de la caisse), traversait la paroi dans un presse-étoupe; il était réuni au moteur électrique (4 CV) par un accouplement élastique. Les résultats obtenus, avec le disque tournant dans la caisse fermée et pleine d'air, sont les mêmes que dans la rotation à l'air libre. On a là une preuve que la couche limite, dans laquelle le phénomène thermique est localisé, ne dépend guère des bornes de l'atmosphère. Ce résultat est à rapprocher de celui de M. Riabouchinsky concernant la résistance d'un disque tournant dans l'eau (³) : cette résistance est indépendante de la

(¹) *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 594; **195**, 1932, p. 302; **196**, 1933, p. 1960.

(²) *Comptes rendus*, **195**, 1932, p. 302.

(³) *Bulletin de l'Institut Aérodynamique de Koutchino*, 5, 1914, p. 1.

profondeur d'immersion du disque; elle est même moitié si une seule face du disque plonge dans l'eau.

Enfin, ayant remplacé, par déplacement, la plus grande partie de l'air de la caisse par du gaz carbonique, nous avons fait tourner le disque dans une atmosphère renfermant de 90 à 95 pour 100 de ce gaz. L'analyse du mélange gazeux était effectuée après chaque expérience. Comme le montrent les résultats expérimentaux et théoriques, tant qu'il y a au moins 90 pour 100 de gaz carbonique dans le mélange, le terme correctif pour passer du mélange au gaz pur est inférieur à 4 pour 100, de sorte qu'une évaluation théorique, même grossière, de la correction permet d'extrapoler les résultats au cas du gaz carbonique pur et l'on a, sensiblement avec la même précision que dans le cas de l'air, pour la loi d'échauffement dans le gaz carbonique :

$$\theta = 5,9 \times 10^{-8} v^2.$$

Pour une même vitesse, l'échauffement dans le gaz carbonique est donc 5,9/4,8, soit 1,23 fois plus grand que dans l'air.

Nous avons établi [1], avec M. Vernotte, par des considérations purement théoriques, la formule

$$\theta = \frac{1}{2}\frac{\eta}{k}v^2 = \frac{1}{2}\frac{v^2}{Bc},$$

où η est la viscosité du gaz, k sa conductivité thermique, c sa chaleur spécifique à volume constant, B un coefficient dépendant surtout de l'atomicité (c et k évalués en unités mécaniques). Étant donné le peu de concordance des diverses mesures de k, surtout dans le cas du gaz carbonique, on ne peut connaître la valeur du rapport η/k avec une bonne approximation. Les valeurs moyennes de η et de k conduisent aux résultats théoriques suivants :

Pour l'air............................ $\theta = 3,7.10^{-8} v^2$

Pour le gaz carbonique.................. $\theta = 4,9.10^{-8} v^2$

Par une même vitesse, le rapport des échauffements théoriques est, par suite, 4,9/3,7, soit 1,32.

Si l'on oppose la simplicité des considérations qui ont conduit à la formule théorique précédente à la complexité, certainement très grande, des phénomènes qui se produisent dans la couche limite, on peut considérer comme satisfaisante la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques.

(1) *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 594.

MÉCANIQUE CÉLESTE. — *Sur une inégalité à très longue période du moyen mouvement de Pluton due à l'action d'Uranus.* Note (¹) de M. **Henri Roure**, présentée par Ernest Esclangon.

Entre le moyen mouvement annuel de Pluton $n' = 5207'',9$ (²) et celui d'Uranus $n = 15424'',8$ il existe la relation

$$3n' - n = 198'',9. \tag{1}$$

Ceci indique que, dans la double intégration relative aux perturbations périodiques du moyen mouvement de Pluton, il s'introduira un très petit diviseur auquel correspondra une inégalité à très longue période que je me propose de calculer.

Les éléments de Pluton étant accentués, j'appellerai $R_{(1,0)}$ la fonction perturbatrice due à l'action d'Uranus, R_1 sa partie principale, $\rho' = \int n'\,dt$ la partie de la longitude moyenne qui correspond au moyen mouvement. On sait qu'il faudra intégrer l'équation différentielle

$$\frac{d^2\rho'}{dt^2} = -3\frac{m}{1+m'}n'^2 a' \frac{\partial R_{(1,0)}}{\partial l'} \tag{2}$$

en réduisant $R_{(1,0)}$ aux termes d'argument $3l' - \lambda$.

Pour simplifier, je réduirai $R_{(1,0)}$ à sa partie principale R_1. La relation (1) montre que l'inégalité cherchée est au moins du deuxième ordre par rapport aux excentricités et aux inclinaisons.

J'ai utilisé pour Pluton les éléments déjà mentionnés et pour Uranus ceux de la *Connaissance des Temps*, ces éléments étant tous ramenés à l'équinoxe de 1930,0. Les *Œuvres de Le Verrier* (³) m'ont fourni les termes de $R_{(1)}$ qui dépendent de l'argument $3l' - \lambda$ et les expressions algébriques de leurs coefficients (⁴) m'ont permis de développer ces derniers.

Le calcul des $b^{(i)}$ et $b_j^{(i)}$, $c^{(i)}$ et $c_j^{(i)}$, $e^{(i)}$ a été effectué en utilisant les séries et formules données par Le Verrier (⁵) et les résultats ont été vérifiés par

---

(¹) Séance du 19 février 1934.

(²) Zagar, *Circ. de Copenhague*, **305**, 1930.

(³) *Annales de l'Observatoire de Paris*, **1**, 1855, p. 284 et suiv.

(⁴) *Annales de l'Observatoire de Paris*, **1**, 1855, p. 299 et suiv.

(⁵) *Annales de l'Observatoire de Paris*, **2**, 1856, p. 2 et suiv.

un double calcul. J'ai ensuite calculé les angles τ, τ', γ, dont la signification est connue au moyen des formules données par Le Verrier (¹). Pour la masse d'Uranus j'ai utilisé la valeur 1/22869, donnée par Hill, et enfin, comme la masse de Pluton est mal connue et que dans l'équation (2) elle ne figure que dans le coefficient $1/1+m'$, je l'ai laissée indéterminée.

J'obtiens finalement pour l'inégalité cherchée l'expression

$$(1+m')\,\delta\rho' = 3270'',24 \sin(3l' - \lambda + 69^\circ 23' 28'',89).$$

Quant à la durée de la période, elle est égale à

$$T = 6515,8 \text{ ans}.$$

Cette longue période pourrait faire presque penser à une inégalité séculaire.

Le moyen mouvement d'Uranus sera affecté lui aussi d'une inégalité de même période et de signe contraire à celle de Pluton, mais, la masse d'Uranus entrant au dénominateur dans $1+m$ et celle de Pluton, beaucoup plus petite, étant en facteur au numérateur, son coefficient sera petit et son influence sur la longitude d'Uranus sera très faible.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la nature de la photosphère et l'émission électronique du Soleil.* Note de M. **A. Dauvillier**, présentée par M. Ch. Fabry.

La discontinuité photosphérique qu'est le disque solaire, apparaissant dans un volume gazeux stellaire continu, est parfois attribuée, depuis Julius, à une cause optique.

Cependant l'invraisemblance que la photosphère et ses accidents, taches, facules, protubérances, ne soient que des illusions, jointe à la nécessité d'attribuer une charge négative à cette enveloppe, pour rendre compte du champ de Hale, et à la remarque que la pression y a précisément la valeur critique (1/10 atm) pour laquelle la décharge électrique dans les gaz présente un aspect discontinu, sont des arguments en faveur d'une conception électrique de ce phénomène.

Une expérience ancienne de Cooper-Hewitt illustre l'aspect de la décharge dans un tube dans lequel la pression locale varie, par exemple, de 1 à 10^{-6} atmosphère. Elle consiste simplement à refroidir la paroi d'une

(¹) *Annales de l'Observatoire de Paris*, I, 1855, p. 172 et 173.

lampe à vapeur de mercure juste au-dessus de la cathode. Le passage d'un courant de 100 ampères ne se traduit que par l'apparition du spot cathodique, mobile et brillant, à l'exclusion de toute lumière positive.

L'aspect des « grains de riz », auxquels on doit le rayonnement solaire qui nous parvient, suggère une telle origine et les considérations spectrales n'y sont pas opposées. Mais, la brillance de ces spots cathodiques étant supérieure à celle de la couche sous-jacente, visible autour d'eux, dans les pores et dans les taches, leur surface totale ne saurait être, comme on le constate, qu'une fraction de l'aire photosphérique. C'est le rayonnement issu des pores et absorbé dans la chromosphère inférieure qui alimente cette myriade d'arcs en perpétuel état d'allumage et d'extinction. Cette représentation est en accord avec une observation de Trouvelot qui, en 1883, a remarqué que certaines facules portaient *ombre* sur les taches.

Le rayonnement solaire ne serait ainsi qu'indirectement d'origine thermique et les spots cathodiques constitueraient une enveloppe mince et discontinue entretenue de l'extérieur. La photosphère n'est pas une « mer de nuages incandescents », mais le lieu sphérique de lueurs électriques. La loi de Lambert n'étant pas applicable à une surface rayonnante *pelliculaire*, le Soleil devrait nous apparaître moins brillant au centre qu'à la périphérie, mais l'absorption exercée par la chromosphère renverse cette apparence. Ce phénomène nous permet même d'affirmer que le Soleil nous envoie au moins autant d'énergie sous forme électrique que de rayonnement thermique.

En effet, la brillance des bords du disque n'étant que les 4/10e de la brillance centrale, cet aspect dénote l'absorption par la chromosphère d'une fraction très importante du rayonnement de la photosphère. Or Julius mesurant, lors de l'éclipse de 1912, le rayonnement chromosphérique total, n'a guère trouvé plus du millième du rayonnement photosphérique. Qu'était donc devenue l'énorme énergie absorbée ainsi disparue? C'est pour répondre à cette question que l'astronome hollandais a nié l'existence de la photosphère et des protubérances et a tenté d'expliquer l'apparence du disque solaire par un phénomène de mirage. Si nous affirmons, au contraire, la réalité de l'existence de ce disque, dû à une discontinuité lumineuse électrique dans le volume gazeux solaire, nous voyons que la moitié au moins du rayonnement thermique s'est transformée en énergie électrique et nous obtenons immédiatement la limite inférieure du flux électronique solaire rencontrant la Terre. A une « constante solaire » de 0,14 watt/cm^2 correspond, en effet, une densité de $0{,}14.10^{-10}$ amp/cm^2, en

supposant une distribution isotrope et en admettant l'énergie de 10^{10} eV trouvée par la considération du rayon de courbure statistique moyen de la zone aurorale.

Ce flux est 10^5 fois plus grand que le courant vertical et 10^{10} fois supérieur au flux électronique cosmique au sol. Il ne rencontre donc pas la Terre, étant dévié par son champ magnétique. Il est du même ordre (10^{-9} amp/cm^2) que le flux déjà calculé, par des considérations tout à fait différentes, basées sur la luminosité de l'aurore polaire et l'intensité des perturbations magnétiques.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Mesure de la vitesse de la lumière venant des étoiles.* Note de M. **P. Salet**, présentée par M. Ernest Esclangon.

On peut déterminer la vitesse de la lumière c par des mesures de vitesses radiales stellaires. En effet, en supposant connue la vitesse V de la Terre sur son orbite et en observant une étoile située dans l'écliptique aux époques de ses deux quadratures avec le Soleil, le déplacement $d\lambda$ d'une raie due au principe de Doppler-Fizeau vaut $2\lambda V/c$.

Les observations faites loin de l'opposition sont relativement peu nombreuses; pourtant, avec les données des catalogues actuels, nous avons pu déterminer la vitesse de la lumière pour les différents types spectraux. Ces calculs ont été faits au moyen de deux méthodes différentes par Salet et Camichel. Nous donnons l'écart dc/c par rapport à la valeur déterminée par Michelson et l'erreur probable de chaque résultat. Pour les types A et B, le nombre d'étoiles utilisables étant encore insuffisant, les valeurs ne sont données que comme indications :

B.	A.	F.	G.	K.	M.
(+0,006)	(+0,010)	+0,013	+0,008	+0,004	+0,008
±0,008	±0,006	±0,002	±0,002	±0,001	±0,004

La vitesse de la lumière venant des étoiles paraît donc supérieure, en moyenne, de 0,008 environ à celle que l'on observe à la surface de la Terre [1]. On objectera que ce résultat peut être faussé par certaines erreurs systématiques (flexions dépendant de l'angle horaire et, par suite,

[1] On sait que la vitesse déduite par Delambre des éclipses des satellites de Jupiter est aussi trop grande de 0,010 environ.

de la saison). Mais le spectrographe fixe organisé par M. Hamy au Grand Équatorial coudé de l'Observatoire de Paris échappe à la plupart de ces critiques. Or des mesures faites par Salet sur α Persée (type F) donnent $+0,020 \pm 0,005$ et, pour Arcturus (type K), $+0,004 \pm 0,003$, ce qui paraît confirmer la réalité des résultats précédents.

D'ailleurs, si la valeur moyenne de nos déterminations peut dépendre d'erreurs systématiques, on ne voit pas comment ces erreurs pourraient produire leurs différences. Il est remarquable que ces différences correspondent à peu près aux variations de la constante de l'aberration avec le type spectral, déduites par M. Becker [1] des méthodes basées sur les positions d'étoiles.

La différence trouvée entre les types F et K vaut environ cinq fois l'erreur probable calculée. En observant des étoiles systématiquement à des époques convenables, on augmentera facilement cette précision; on pourra rechercher l'influence des caractères de naine ou géante, etc.

Avec les données expérimentales actuelles, on peut dire que la méthode spectroscopique donne, pour la vitesse de la lumière venant des étoiles, des valeurs différentes suivant le type spectral.

GÉODÉSIE. — *Observations d'intensité de la pesanteur dans le Nord-Est de la Chine.* Note [2] de **P. Lejay** et **Lou Jou Yu**, présentée par M. G. Perrier.

Les stations où nous avons observé, situées à 100^{km} en moyenne les unes des autres, forment le premier élément du réseau gravimétrique à larges mailles, projeté par l'Académie nationale de Peiping (Pékin). Le travail exécuté s'étend, au Nord-Est de la Chine sur 500000^{km^2}, les provinces du Hopei et du Shansi. Les mesures ont été faites avec le gravimètre Holweck-Lejay n° 42, dont la description et l'étalonnage ont fait l'objet de Notes précédentes [3]. Les mesures sont, comme il y a été dit, rapportées à la base Paris-Zi Ka Wei-Singapore.

Dans le tableau ci-après nous gardons les notations des Notes précitées; nous donnons le lieu, la latitude et la longitude par rapport à Greenwich,

---

(1) *Astronom. Nachrichten*, **238**, 1930, p. 317, et **242**, 1931, p. 225.

(2) Séance du 26 février 1934.

(3) *Comptes rendus*, **193**, 1931, p. 1399; **196**, 1933, p. 44.

Lieu.	Latitude.	Longitude.	Alt.	δ.	Obs.	Date 1933.	Tc.	g.	g''_0.	g_0.	γ_0.	$g_0-\gamma_0$.	$g''_0-\gamma_0$.	γ'_0.	$g_0-\gamma'_0$.	$g''_0-\gamma'_0$.	n.	ε.
	° ′	° ′	m				s	g	g	g	g	10^{-3}g	10^{-3}g	g	10^{-3}g	10^{-3}g		
Zikawei........	31.11,5	121.25,7	7	2,5	L	4 IV	5,6436	**979,436**	979,438	979,438	979,416	+22	+22	979,432	+ 6	+ 6	95	0,2
Tientsin........	39. 9	115.49	9	2,4	»	7 V	5,9213	**980,094**	980,096	980,097	980,090	+ 7	+ 6	980,105	− 8	− 9	23	0,1
Chu feng........	40. 3,9	116. 5,7	155	2,7	»	18 »	5,9293	**980,112**	980,142	980,160	980,171	−11	− 29	980,186	− 26	− 44	33	0,4
Peiping........	39.55,8	116.23,7	46	2,3	L–Lo	20 »	5,9338	**980,122**	980,132	980,136	980,159	−23	− 27	980,174	− 38	− 42	21	0,3
Tatung.........	40. 8	114.15	*1070*	2,5	L	25 »	5,8072	**979,836**	980,050	980,166	980,177	−11	−127	980,192	− 26	−142	16	0,2
Paoting........	38.48	115.30	15	2,4	L–Lo	31 »	5,8878	**980,019**	980,021	980,024	980,059	−35	− 38	980,074	− 50	− 53	20	0,3
Shekiachwang..	38. 6	114.35	68	2,4	»	1er VI	5,8484	**979,930**	979,944	979,950	979,997	−47	− 53	980,012	− 62	− 68	21	0,2
Gnan tse kwan.	38. 3	113.48	371	2,4	»	2 »	5,8070	**979,835**	979,911	979,949	979,994	−45	− 83	980,009	− 60	− 98	24	0,3
Yang tchen....	37.56	113.29	668	2,3	»	2 »	5,7692	**979,745**	979,888	979,950	979,983	−33	− 95	979,998	− 48	−110	24	0,2
Chouyuan......	37.56	113. 5	1048	2,3	»	3 »	5,7327	**979,657**	979,879	979,979	979,986	− 7	−107	980,001	− 22	−122	24	0,4
Tai yuan fou...	37.47	112.24	796	2,3	»	4 »	5,7441	**979,684**	979,853	979,927	979,970	−43	−117	979,985	− 58	−132	19	0,3
Hsin shien.....	38.28	112.46	*817*	2,3	»	6 »	5,7679	**979,742**	979,916	979,992	980,030	−38	−114	980,045	− 53	−129	21	0,3
Tai shien......	39.11	112.58	*875*	2,3	»	7 »	5,7746	**979,758**	979,951	979,927	980,093	− 9	−142	980,108	− 24	−157	21	0,3
Fen yuan......	37.19	111.40	*770*	2,3	»	9 »	5,7206	**979,628**	979,790	979,865	979,929	−63	−139	979,944	78	−154	21	0,3
Tai tsien......	37.36	112.09	*804*	2,3	»	10 »	5,7297	**979,649**	979,820	979,896	979,954	−58	−134	979,969	− 73	−149	21	0,3
Tai ku.........	37.25	112.33	797	2,3	»	12 »	5,7234	**979,634**	979,803	979,880	979,938	−58	−135	979,953	− 73	−150	21	0,3
Wang tchen...	36.16	113. 5	*960*	2,5	»	13 »	5,6883	**979,543**	979,737	979,839	979,939	0	−112	979,854	− 15	−117	21	0,3
Kiao kiow.....	36.48	112.37	*1040*	2,5	»	14 »	5,7008	**979,578**	979,792	979,905	979,884	+21	− 92	979,899	+ 6	107	24	0,4
Tai yuan fou...	37.47	112.24	796	2,3	»	16 »	5,7444	**979,684**	–			–	–		–	–	12	0,4
Hungtungshien.	36.10	111.42	*485*	2,3	»	22 »	5,7075	**979,595**	979,695	979,745	979,830	−85	−135	979,845	−100	−150	24	0,3
Kuivo shien....	35.34	111.35	*500*	2,4	»	23 »	5,7014	**979,580**	979,884	979,734	979,779	−45	− 95	979,794	− 60	−110	12	0,6
Ling shi.......	36.52	111.47	*739*	2,3	»	24 »	5,7286	**979,648**	979,795	979,866	979,882	−26	− 97	979,907	− 41	−112	14	0,7
Tai yuan fou...	37.47	112.24	796	2,3	»	27 »	5,7458	**979,688**		–		–	–	–	–	–	60	0,2
Shungte.......	37. 4	114.29	68	2,3	»	30 »	5,8265	**979.866**	979,880	979,887	979,908	−21	− 28	979,923	− 36	− 43	24	0,3
Shangte........	36. 4	114.20	74	2,3	»	1er VII	5,7729	**979.753**	979,769	979,775	979,822	−47	− 55	979,837	− 62	− 68	21	0,3
Peiping........	39.55,8	116.23,7	46	2,3	»	5 »	5,9334	**980,123**				–	–	–	–	–	6	0,3
Nan kow......	40.19	116. 3	106	2,3	»	10 »	5,9252	**980,103**	980,125	980,135	980,194	−54	68	980,209	− 73	− 83	13	0,5
Kalgan........	40.48	114.49	*735*	2,4	»	11 »	5,8726	**979,985**	980,138	980,212	980,237	−25	− 89	980,252	− 40	114	22	0,3
Tankou........	39. 2	117.38	10	2,3	L	18 »	5,9088	**980,066**	980,068	980,069	980,080	11	− 12	980,095	− 26	27	12	0,5
Tanshan (puits).	39.38	118.11	−540	2,3	»	19 »	5,9712	**980,203**	980,092	980,037	980,133	96	41	980,148	111	56	15	0,4
Tanshan (sol)..	39.38	118.11	39	2,3	»	19 »	5,9451	**980,146**	980,153	980,157	980,133	+24	+ 20	980,148	+ 9	+ 5	18	0,5
Peitaiho.......	39.48	119.27	19	2,3	»	20 »	5,9544	**980,167**	980,169	980,170	980,148	+22	+ 21	980,163	+ 7	+ 6	15	0,3
Tankou........	39. 2	117.38	10	2,3	»	23 »	5,9073	**980,061**	980,063	980,064	980,080	−16	17	980,095	− 31	− 32	15	0,5
Tien tsin......	39. 9	117.12	8	2,3	»	24 »	5,9193	**980,090**	980,092	980,093	980,990	+ 3	+ 2	980,105	− 12	− 13	18	0,5
Te shien.......	37.27	116.18	22	2,3	»	25 »	5,8424	**979,917**	979,922	979,924	979,941	−17	− 19	979,956	− 32	− 34	15	0,4
Tsinanafou....	36.41	117. 0	20	2,4	»	26 »	5,8169	**979,858**	979,862	979,865	979,875	−10	− 13	979,890	− 25	− 28	15	0,4
Zikawei.......	31.11,5	121.25,7	7	2,5	»	1er VIII	5,6432	**979,436**	–				–		–		15	0,3

en degrés, l'altitude en mètres ([1]), la densité du sous-sol δ, le nom de l'observateur (L = P. Lejay; Lo = Lou Jou Yu), le jour et le mois de l'observation, la période corrigée du pendule; Tc. la valeur conclue pour g; g''_0 est la valeur de la gravité sur le géoïde, en tenant compte de la correction de Bouguer; g_0 est la valeur de la gravité sur le géoïde, obtenue, selon Faye, par la réduction à l'air libre; γ_0 est la valeur normale suivant Helmert (1901), γ'_0 est la valeur normale internationale (d'après les Tables de W. D. Lambert, *Bulletin géodésique*, n° 32, 1932, p. 334); n est le nombre d'observations et ε l'écart probable des observations.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Spineurs et quaternions.* Note de M. **Bernard Kwal**, présentée par M. L. de Broglie.

L'objet de cette Note est de montrer comment l'algorithme des quaternions permet d'interpréter d'une manière particulièrement simple les lois de transformation qu'induit le groupe de Lorentz dans le champ de spineurs, en relation avec celles induites par le même groupe dans le champ de vecteurs d'univers.

Soient s^i et σ^i deux spineurs de premier rang, définis par la substitution binaire complexe :

$$(1)\quad \begin{cases} s'_1 = b_1^1 s_1 + b_1^2 s_2, & s'_{\dot{1}} = b_{\dot{1}}^{\dot{1}} s_{\dot{1}} + b_{\dot{1}}^{\dot{2}} s_{\dot{2}} \\ s'_2 = b_2^1 s_1 + b_2^2 s_2, & s'_{\dot{2}} = b_{\dot{2}}^{\dot{1}} s_{\dot{1}} + b_{\dot{2}}^{\dot{2}} s_{\dot{2}} \end{cases} \quad \text{(composantes covariantes)};$$

$$(1')\quad \begin{cases} s'^1 = b_2^2 s^1 - b_2^1 s^2, & \dots\dots\dots\dots\dots \\ s'^2 = -b_1^2 s^1 + b_1^1 s^2, & \dots\dots\dots\dots\dots \end{cases} \quad \text{(composantes contravariantes)}.$$

avec $b_1^1 b_2^2 - b_1^2 b_2^1 = 1$.

On sait que les quatre formes hermitiennes suivantes se transforment comme les composantes d'un vecteur d'univers :

$$(2)\quad \begin{cases} (\sigma^1\sigma^{\dot{2}} + \sigma^2\sigma^{\dot{1}}) = (s_{\dot{1}} s_2 + s_{\dot{2}} s_1) \rightarrow x, \\ \frac{1}{i}(\sigma^2\sigma^{\dot{1}} - \sigma^1\sigma^{\dot{2}}) = \frac{1}{i}(s_{\dot{2}} s_1 - s_{\dot{1}} s_2) \rightarrow y, \\ (\sigma^1\sigma^{\dot{1}} - \sigma^2\sigma^{\dot{2}}) = (s_{\dot{1}} s_1 - s_{\dot{2}} s_2) \rightarrow z, \\ (\sigma^1\sigma^{\dot{1}} + \sigma^2\sigma^{\dot{2}}) = (s_{\dot{1}} s_1 + s_{\dot{2}} s_2) \rightarrow ct. \end{cases}$$

([1]) Les altitudes écrites en italiques peuvent être inexactes de 15 à 25^{m}.

Cela étant, nous allons considérer la substitution suivante :

$$(3)\quad \begin{cases} s_1 = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(Y_3 + iY_4 + iX_3 - X_4), & \sigma^1 = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(Y_3 + iY_4 - iX_3 + X_4); \\ s_2 = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(Y_1 + iY_2 + iX_1 - X_2), & \sigma^2 = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(Y_1 + iY_2 - iX_1 + X_2). \end{cases}$$

Dans ces conditions le tableau de correspondance (2) se trouve remplacé par

$$(4)\quad \begin{cases} 2(-X_1Y_4 + X_2Y_3 - X_3Y_2 + X_4Y_1) \to x, \\ 2(-X_1Y_3 - X_2Y_4 + X_3Y_1 + X_4Y_2) \to y, \\ 2(X_1Y_2 - X_2Y_1 - X_3Y_4 + X_4Y_3) \to z, \\ X_1^2 + X_2^2 + X_3^2 + X_4^2 + Y_1^2 + Y_2^2 + Y_3^2 - Y_4^2 \to ct. \end{cases}$$

Soient e_1, e_2, e_3 trois unités quaternioniennes et i, unité complexe ordinaire, nous allons poser

$$(5)\quad \begin{cases} x = e_1 x_1 + e_2 y + e_3 z + ict, \\ X = e_1 X_1 + e_2 X_2 + e_3 X_3 + X_4, \\ Y = e_1 Y_1 + e_2 Y_2 + e_3 Y_3 + Y_4. \end{cases}$$

Avec ces notations, le tableau (4) peut être condensé en une seule correspondance entre les quaternions

$$(4')\quad (iX + Y)(\overline{X} + i\overline{Y}) \to x,$$

où

$$\overline{X} = -e_1 X_1 - e_2 X_2 - e_3 X_3 + X_4.$$

Quelles sont maintenant les lois de transformation auxquelles obéissent les quantités X et Y ? Revenons aux relations (1) et posons

$$(6)\quad b_i^k = \alpha_{ik} + i\beta_{ik}.$$

Il résulte alors de (1) et de (3), en posant

$$(7)\quad \begin{cases} c_1 = -\dfrac{\beta_{12} + \beta_{21}}{2}, & c_2 = \dfrac{\alpha_{12} - \alpha_{21}}{2}, & c_3 = \dfrac{-\beta_{11} + \beta_{22}}{2}, & c_4 = \dfrac{\alpha_{11} + \alpha_{22}}{2}, \\ d_1 = -\dfrac{\alpha_{12} + \alpha_{21}}{2}, & d_2 = \dfrac{-\beta_{12} + \beta_{21}}{2}, & d_3 = \dfrac{-\alpha_{11} + \alpha_{22}}{2}, & d_4 = -\dfrac{\beta_{11} + \beta_{22}}{2}; \end{cases}$$

$$(8)\quad c = e_1 c_1 + e_2 c_2 + e_3 c_3 + c_4, \qquad d = e_1 d_1 + e_2 d_2 + e_3 d_3 + d_4;$$

que X et Y se transforment suivant les relations

$$(9)\qquad \begin{cases} X' = \bar{c}X + \bar{d}Y, \\ Y' = -\bar{d}X + \bar{c}Y \end{cases} \quad (^1);$$

avec

$$c_1 d_1 + c_2 d_2 + c_3 d_3 + c_4 d_4 = 0.$$

Il en résulte que

$$(iX' + Y') = (\bar{c} + i\bar{d})(iX + Y),$$

d'où

$$(10)\qquad (iX' + Y')(\bar{X}' + i\bar{Y}') = (\bar{c} + i\bar{d})(iX + Y)(\bar{X} + i\bar{Y})(c - id),$$

ce qui représente bien une substitution orthogonale unimodulaire que subit un vecteur d'univers ([2]).

Remarquons que si l'on ajoute aux relations (9) la substitution linéaire

$$(11)\qquad X' = Y, \qquad Y' = X,$$

on obtient une représentation du groupe de Lorentz complet.

PHYSIQUE. — *Sur la mesure des faibles dilatations*. Note de M. L. **Dunoyer**, présentée par M. Ch. Fabry.

Pour mesurer une dilatation on opère en général de l'une des trois manières suivantes : 1° on compare la longueur de l'échantillon, porté successivement à deux températures différentes, à celle d'une tige maintenue à température constante; 2° on compare, à deux températures différentes, la longueur de l'échantillon et celle d'une tige dont la dilatation est connue, ces deux tiges étant constamment portées l'une et l'autre à la même température; 3° la longueur de l'échantillon à une certaine température étant connue, on mesure la variation de longueur de l'échantillon pour une certaine variation de température.

En principe, ces trois méthodes reviennent évidemment au même. En

---

([1]) Ces équations représentent un cas particulier du groupe homographique de la géométrie quaternionienne (E. Cartan, *Leçons sur la Géométrie projective complexe*, p. 206-209).

([2]) Cf. F. Klein, *Vorlesungen über die Entwicklung der Mathematik im 19 Jahrhundert*, II, p. 86.

fait, elles diffèrent beaucoup par le matériel expérimental dont elles exigent la mise en œuvre. Quand il s'agit de très faibles dilatations, comme celle de la silice fondue, que vise particulièrement cette Note, la première n'atteint la sensibilité suffisante qu'avec des appareils compliqués et coûteux, comme le comparateur du Bureau international des Poids et Mesures. La seconde, qui rend les plus grands services avec les beaux dilatomètres différentiels de M. Chevenard, aurait le défaut de comparer la dilatation inconnue de l'échantillon à celle d'une tige généralement beaucoup plus dilatable, dilatation qu'il faut bien avoir déterminée en valeur absolue par quelque autre méthode. Enfin la troisième paraît beaucoup plus séduisante parce qu'elle se prête tout naturellement à l'emploi des interférences. Dans cette méthode, due à Fizeau et rendue très commode par M. Arnulf dans son dilatomètre enregistreur, la variation de longueur de l'échantillon est comparée, non à une certaine longueur matérielle, mais à une certaine longueur d'onde lumineuse; on compte en somme la variation du nombre d'ondes compris dans la longueur de l'échantillon quand sa température varie.

Seulement, à moins de placer tout le dilatomètre dans le vide, la méthode interférentielle exige un terme correctif dû à ce que la longueur d'onde change avec l'indice du gaz qui s'échauffe en même temps que l'échantillon. Le rapport de la variation du nombre d'ondes causée par la dilatation de l'air à la variation du nombre d'ondes causée par la dilatation de l'échantillon, rapport qui représente l'importance relative du terme correctif, est donné par la formule

$$m = \frac{1+Kt'}{K}\,\frac{(n_0-1)\alpha}{(n_0+\alpha t)(1+\alpha t')},$$

en désignant par K et α les coefficients de dilatation de l'échantillon et de l'air, par t et t' les températures inférieure et supérieure, par n_0 l'indice de l'air à 0° sous la pression atmosphérique régnant pendant l'expérience et supposée invariable. Si K est très petit et la température inférieure t peu éloignée de 0°, la formule précédente peut être remplacée par

$$m = \frac{3.10^{-4}}{KT'},$$

la quantité $n_0 - 1$ étant très voisine de 0,0003 et T' étant la température supérieure dans l'échelle absolue. Si K est de l'ordre du coefficient de dilatation des verres (3 à 8.10^{-6}) et si $T' = 500$ ($t' = 227°$), m est compris entre le 1/5e et le 1/14e de la quantité à mesurer. Mais si K tombe à une

valeur de l'ordre de 10^{-7} et qu'on prétende le mesurer sur un intervalle de température faible (par exemple entre 0° et 27°, soit $T' = 300$), m atteint la valeur 10, et atteindrait la valeur 100 si K tombait à 10^{-8}. La méthode interférentielle deviendrait alors peu sûre, à moins de placer le dilatomètre dans le vide.

Pour mesurer d'aussi faibles dilatations, il serait préférable d'avoir recours à une méthode qui n'exige pas le calcul d'un terme correctif aussi important. On peut y parvenir aisément en employant le principe du dilatomètre interférentiel de M. Chevenard, mais légèrement modifié. *Au lieu d'échauffer simultanément et de la même quantité l'échantillon et une tige étalon de dilatation connue, on comparera l'échantillon à une tige identique à lui-même mais maintenue à température constante* (*ou plutôt dont il suffira de connaître la différence de température avec l'échantillon*).

Cette comparaison peut d'ailleurs être faite de diverses manières. L'emploi d'un dilatomètre Chevenard exigerait qu'il subit d'abord quelques modifications pratiques. Mais on peut aussi observer les déformations d'un corps solide de forme convenable, taillé dans la matière à étudier, entre deux parties duquel on établit une différence de température. On pourrait par exemple étudier la déformation d'un plateau circulaire dont les faces seraient planes et parallèles quand elles seraient à la même température, et entre lesquelles on établirait et maintiendrait une différence de température mesurée. On pourrait aussi constituer un cadre rectangulaire ayant deux côtés longs, inégalement chauffés, réunis par deux entretoises courtes et indéformables, et l'on mesurerait la flexion de tout l'ensemble. C'est sous une forme analogue, mais un peu moins simple, que nous avons incidemment observé la dilatation de la silice fondue au voisinage de la température ordinaire. Le corps étudié était un tube dont on déterminait une méridienne, en établissant une différence de température mesurée entre une génératrice et la génératrice opposée. La précision de la méthode se trouvait ainsi considérablement accrue, du fait que toutes les mesures effectuées pour déterminer la forme de cette méridienne point par point concourraient au résultat en se corrigeant les unes les autres.

ÉLECTRICITÉ. — *Les lampes à chauffage indirect dans l'amplification des courants continus.* Note de MM. **P. Donzelot, E. Pierret** et **J. Divoux**, présentée par M. A. Cotton.

Les perturbations observées par deux des auteurs [1] dans leurs études antérieures sur les amplificateurs à courants continus semblent se rapporter à trois types :

a. une dérive lente;

b. des oscillations lentes autour d'une position moyenne, laquelle est affectée de la dérive;

c. des modifications à caractère brusque et irrégulier que l'on peut rapporter soit à des modifications rapides des potentiels de contact grille-filament, soit à des traces de gaz qui, se déposant sur la cathode, modifient l'émission.

Mais il existe, en outre, d'autres causes de non-stabilité :

a. une dissymétrie dans le filament par suite de l'inégale répartition du courant plaque entre les deux parties du circuit filament (le côté négatif est en général le plus chauffé). Toute variation du débit plaque modifiera le chauffage du filament, donc la température de ses différents points. La répartition de la chute de potentiel le long du filament sera affectée, et par conséquent aussi le champ dans l'espace filament-grille;

b. un chauffage supplémentaire du filament, dû au rayonnement de l'anode. Ce chauffage, surtout sensible avec les lampes à filament baryé, amène le courant d'émission à croître avec le temps. L'hypothèse d'une relation entre ce chauffage en retour et la dérive est vraisemblable.

Il a semblé que les lampes à chauffage indirect seraient plus convenables pour l'amplification des courants continus, car elles ont :

1° une répartition connue et fixe du champ entre grille et filament ;

2° la surface émettrice isolée du circuit de chauffage. Il n'y aura plus de retentissement du courant plaque sur le chauffage du filament ;

3° une inertie colorifique très grande : il y aura des variations moins sensibles dues au chauffage par rayonnement ;

4° un vernis conducteur qui les recouvre et que l'on peut mettre au potentiel zéro ; ceci évite le mouvemeut des charges le long des parois de verre de l'ampoule.

---

[1] P. Donzelot et J. Divoux, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1579-1581.

Les auteurs ont employé des lampes de ce genre à la réalisation de montages en ponts de Wheatstone du type déjà signalé par eux. Chaque fois, les caractéristiques de courants grilles ont été tracées dans les conditions d'utilisation, et ont montré que l'emploi de résistances élevées dans le circuit grille de la lampe d'entrée était justifié.

Pour les triodes, les résultats ne sont pas sensiblement supérieurs à ceux des triodes ordinaires, ce qui est dû à l'absence de compensation dans les tensions grilles.

Il en est autrement pour les bigrilles. Le tracé des caractéristiques pour les lampes que nous possédons n'a pas montré de courant inverse de grille. Il existe un courant électronique normal qui est remarquablement constant dans un intervalle de tension voisin de 1 volt. Nous avons cherché d'autre part, en prenant les tensions grilles internes et grilles externes sur le même potentiomètre, à obtenir la compensation pour les variations de tension de la batterie grille.

Ce potentiel peut être très résistant (120 ohms); les accumulateurs débitent peu (70 milliampères environ). Le coefficient $\alpha_1 = \Delta I_p / \Delta e_{g_{\text{int.}}}$ varie de 0,03 à 0,085; le coefficient $\alpha_2 = \Delta I_p / \Delta e_{g_{\text{ext.}}}$ varie de 0,25 à 0,95 en milliampères par volt.

En prenant une tension grille interne de 6 à 8 volts, une tension grille externe voisine de — 1 volt, on peut obtenir une compensation pratiquement complète.

Ce montage est extrêmement stable; seule subsiste la dérive qui en une heure devient négligeable. Utilisé avec un galvanomètre sensible à 10^{-8} ampère, il donne une sensibilité totale en courant qui peut atteindre 10^{-14} ampère.

Il présente sur le pont à bigrilles ordinaires l'avantage d'être plus facile à monter et beaucoup plus facile à régler.

Un montage semblable au précédent a été réalisé avec des lampes à grille écran; mais si le coefficient d'amplification théorique est nettement plus élevé, le coefficient d'amplification utilisable en pratique est resté inférieur à celui des bigrilles, ce qui peut s'expliquer encore par l'absence de compensation dans les tensions grilles.

ÉLECTRICITÉ. — *Matérialisation de l'éther polarisé*. Note de M. V. **Posejpal**, présentée par M. A. Cotton.

Dans une Note précédente (¹), j'ai brièvement décrit des expériences indiquant la matérialisation de l'éther libre avec formation d'hydrogène. La présence, de notoriété classique, de l'hydrogène dans les tubes à vide donne lieu à des objections; M. A. Cotton en a fait mention dans ses Remarques sur ladite Note; heureusement, on peut se rendre compte du rôle que cet hydrogène préexistant dans le tube à vide joue dans le phénomène en question : je le ferai voir prochainement. Aujourd'hui, je voudrais m'occuper de l'autre manière de matérialiser l'éther indiquée déjà à la fin de la première Note.

A l'intérieur des atomes et des molécules, les atomes éthériens sont si fortement polarisés qu'ils deviennent fixés à leurs positions, formant ainsi une enceinte d'éther polarisé, pénétrant les atomes et entraîné par eux. Le passage des photons à travers cette enceinte est soumis à la règle que j'ai établie par des voies différentes, d'après laquelle « les photons ne pénètrent dans l'intérieur des atomes qu'aux niveaux d'énergie égale à leur quantum $h\nu$, niveaux où ils éprouvent, en l'absence des électrons, une diffusion cohérente ». Du point de vue du principe de l'action et de la réaction, les photons ainsi diffusés peuvent transmettre toute leur énergie soit aux électrons périphériques, ce qui produit l'effet photoélectrique, soit aux atomes éthériens, ce qui produit leur matérialisation. La première alternative s'est montrée utile à considérer, car elle m'a conduit immédiatement à une formule générale satisfaisante pour les sauts d'absorption; la seconde a pris une signification pratique seulement après la découverte du positron. En effet, les photons d'énergie $h\nu \geq m_{H} c^2$, capables de séparer les corpuscules de l'atome éthérien proton-électron, ne trouvent plus dans les atomes, même les plus lourds, des niveaux d'énergie qui leur correspondent. Mais les atomes éthériens positron-électron peuvent être matérialisés à partir des photons de longueur d'onde $\lambda = 12,1$ U.X. et de quantum $h\nu = 2mc^2 = 10^6 eV$ de sorte que cette matérialisation doit être possible même à l'intérieur des atomes légers.

En désignant par a le rayon du niveau d'énergie $h\nu > 2mc^2$ et en prenant

---

(¹) *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 59.

l'intensité des rayons primaires égale à l'unité, l'intensité des rayon diffusés, par atome, sur le niveau énergétique en question sera πa^2. De cette énergie une fraction sera réellement diffusée sous forme de radiation cohérente non modifiée, cette radiation dont les travaux de Mme Lise Meitner et de ses collaborateurs ont nettement prouvé l'existence. Une autre fraction produira l'effet photoélectrique et une troisième, soit $p\pi a^2$, subira en général une double transformation : d'abord elle sera absorbée par les atomes éthériens en question avec production de paires d'électrons positifs et négatifs, ensuite, par la reconstitution presque immédiate de l'atome éthérien ainsi désintégré, elle réapparaîtra sous forme de photons de quantum $h\nu = mc^2$, de sorte que l'intensité de cette radiation secondaire, par atome, sera proportionnelle à $p\pi a^2$. Les expériences sur l'électron positif de C. D. Anderson, I. Curie et F. Joliot, L. Meitner et K. Philipp et notamment le travail tout récent de Theiting [1], ainsi que l'application de la théorie de Dirac par J. R. Oppenheimer et M.-S. Plesset, font conclure que pour la même longueur d'onde de la radiation primaire $p\pi a^2$ augmente proportionnellement à Z^2.

Eh bien, nous pouvons avec raison admettre que p dépend de l'énergie du niveau en question, mais non de la nature de l'atome de sorte que πa^2, lui aussi, doit augmenter proportionnellement au carré du nombre atomique. Mais dans notre cas les niveaux a sont tellement serrés près du noyau qu'il est permis, en première approximation, de négliger l'action des électrons périphériques et d'écrire alors pour l'énergie du niveau l'expression ze^2/a, il en résulte immédiatement la constance du rapport $\pi a^2/z^2$ pour une radiation donnée de quantum $h\nu$ du fait qu'on a, d'après la règle ci-dessus, $h\nu = ze^2/a$.

Nous constatons alors que nos hypothèses sur l'éther, en nous conduisant à l'idée de l'enceinte d'éther polarisé pénétrant les atomes et entraîné par eux ainsi qu'à la règle mentionnée plus haut sur le passage des photons à travers cette enceinte, nous permettent de prévoir d'une manière naturelle le processus de formation des paires d'électrons positifs et négatifs sous l'action des rayons γ sur la matière. Elles conduisent à une relation numérique entre le nombre atomique et l'intensité des rayons absorbés, par suite entre le nombre atomique et l'intensité de la radiation secondaire de recombinaison et cette relation se trouve en bon accord avec l'expérience. De plus, elles nous présentent le phénomène de matérialisation de

---

(1) *Zeits. Physik*, 87, 1933, p. 127.

l'éther d'une part et l'effet photoélectrique d'autre part comme résultant de processus analogues.

Enfin elles nous font prévoir que dans les rayons diffusés, outre la radiation modifiée de longueur d'onde $\lambda = 24,2$ U. X. (correspondant aux quanta $h\nu = mc^2$, libérés pendant la reconstitution des atomes éthériens en question), on doit constater la présence de la radiation primaire non modifiée. Or ceci est d'accord aussi bien avec les observations de MM. L. H. Gray et G. T. P. Tarrant, J. Thibaud, Th. Heiting, etc. qui ont su mesurer la longueur d'onde 24,2 U. X. qu'avec les observations de M. Meitner et ses collaborateurs constatant, dans la radiation diffusée, la présence de la radiation non modifiée.

MAGNÉTISME. — *Étude magnétique de la thorine hydratée.* Note de M. **F. Bourion** et Mlle **D. Beau**, présentée par M. G. Urbain.

Cette étude a été entreprise dans le but de voir si la thorine hydratée était constituée par une combinaison de l'eau avec l'oxyde ThO^2 et si le thorium se comportait à cet égard comme le silicium et le zirconium qui se trouvent dans la même colonne verticale de la classification périodique. Des recherches analogues avaient été faites antérieurement par Mlle S. Veil (1) sur des mélanges d'oxydes, par M. Pascal (2) sur la silice hydratée, et par l'un de nous en collaboration avec Mlle Hun (3) sur la zircone hydratée.

Si, en effet, l'oxyde de thorium et l'eau forment un mélange, la susceptibilité magnétique de l'hydrate doit être une fonction linéaire de la teneur en eau, et les points doivent se placer sur une droite lorsqu'on trace la courbe proportion d'eau-susceptibilité. S'il y a combinaison et si la courbe offre des pointes, celles-ci correspondent avec une grande vraisemblance à des combinaisons définies de ThO^2 et de H^2O.

La thorine hydratée est obtenue soit à partir du nitrate de thorium de la Société des Terres rares de Serquigny, du nitrate de thorium de Haën, ou du chlorure anhydre de thorium Cl^4Th préparé par distillation fractionnée du chlorure résultant de l'action du chlore et du bichlorure de soufre sur le

---

(1) Mlle S. Veil, *Thèse*, Paris, Gauthier-Villars, 1920.

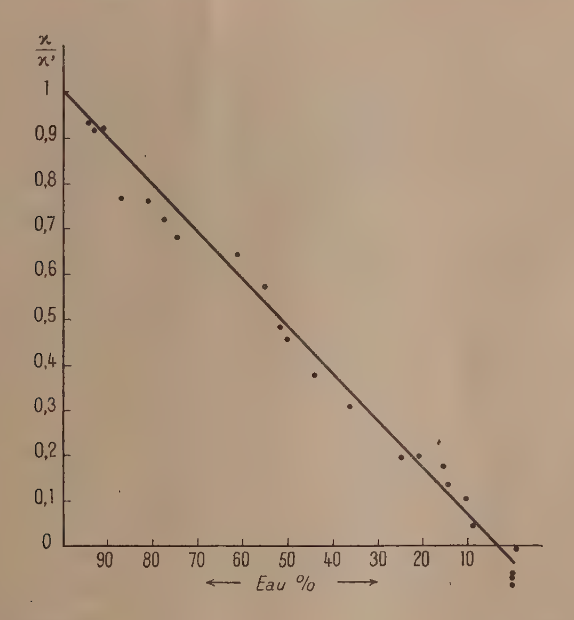
(2) P. Pascal, *Comptes rendus*, **175**, 1922, p. 814.

(3) F. Bourion et Mlle Hun, *Comptes rendus*, **187**, 1928, p. 886, et *Bull. Soc. chim.*, 4e série, **45**, 1929, p. 49-60.

nitrate de Haën; à cet effet, afin d'éviter la formation éventuelle de sels basiques, on fait tomber la solution des sels de thorium dans l'ammoniaque en excès. Ces thorines se sont révélées exemptes de fer.

Quand on porte à l'étuve la thorine précipitée à des températures graduellement croissantes, on obtient des substances de plus en plus déshydratées, et quand on atteint la température de 110°, on a à la limite un hydrate à 15 ou 16 pour 100 d'eau. En chauffant entre 110° et 150°, on a des hydrates dont la composition s'échelonne entre 16 et 6 à 8 pour 100 d'eau. On pousse la déshydratation plus loin, en portant la substance dans un four électrique jusqu'à 500° d'une façon graduelle, température à laquelle on réalise la thorine anhydre.

Les mesures magnétiques ont été faites par la balance de Curie et



Cheneveau. Pour des hydrates à plus de 60 pour 100 d'eau, non pulvérisables, l'analyse a été faite en chauffant le tube de quartz ou de pyrex ayant servi à faire la mesure magnétique. Pour des hydrates de teneur en eau inférieure à 60 pour 100 pulvérisables et homogènes, l'analyse et la mesure magnétique sont faites sur des prises distinctes.

On constate que la susceptibilité magnétique spécifique est une fonction linéaire de la teneur en eau, car si l'on trace la courbe χ/χ' (rapport des

susceptibilités de la substance et de l'eau) — teneur en eau, les points se placent, aux erreurs d'expériences près, sur une ligne droite, comme le montre la figure ci-dessus relative à une thorine provenant d'un nitrate S. T. R. Serquigny. La thorine hydratée issue du nitrate de Haën donne une droite identique à la précédente, et celle qui provient du chlorure Cl^4Th est très voisine des deux autres.

La thorine hydratée se comporte donc, du point de vue magnétique, comme un mélange d'eau et d'un oxyde hypothétique ThO^2 faiblement paramagnétique, dont la susceptibilité spécifique, calculée par extrapolation, est de l'ordre de $+0,03 \times 10^{-6}$.

La thorine anhydre soumise à une calcination prolongée s'est toujours montrée très faiblement paramagnétique quelle que soit son origine.

MAGNÉTISME. — *Sur les propriétés magnétiques des mélanges d'ozone et d'oxygène liquides. Susceptibilité magnétique de l'ozone liquide pur.* Note de M. **P. Lainé**, présentée par M. A. Cotton.

Ainsi que je l'avais annoncé dans une précédente Note [1], j'ai étudié les propriétés magnétiques de mélanges d'ozone et d'oxygène liquides. L'ozone était préparé par électrolyse d'acide sulfurique à 10 pour 100 avec une densité de courant d'environ 50 amp/cm² à l'anode. Il était liquéfié et purifié par la méthode déjà indiquée. L'oxygène, mélangé à l'ozone, était préparé par décomposition thermique du permanganate de potassium pur.

J'ai utilisé, pour les mesures magnétiques, des appareils analogues à ceux que j'avais déjà utilisés pour l'étude de l'ozone pur.

J'ai étudié ainsi, aux températures d'ébullition normale, de l'oxygène et de l'azote liquide commerciaux, des mélanges en équilibre avec de l'oxygène gazeux sous des pressions variant de quelques millimètres à quelques centimètres de mercure. J'ai aussi refait des mesures avec de l'ozone liquide pur.

Les conclusions qui se dégagent de mes expériences sont les suivantes :

Les mélanges que j'ai étudiés se comportent comme des mélanges normaux et l'emploi du dosage thermomagnétique de l'oxygène dont j'ai déjà exposé le principe semble légitime.

---

(1) *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 910.

La susceptibilité spécifique de l'ozone liquide est, aux températures voisines de celle de l'air liquide, *environ* $1,5.10^{-7}$, nombre qui doit être exact à deux ou trois unités près de son dernier chiffre significatif.

Dans l'intervalle de température que j'ai exploré, *la variation thermique de la susceptibilité spécifique de l'ozone est certainement inférieure au tiers de celle que ferait prévoir la loi de Curie.* (La petitesse de cette susceptibilité constitue une forte présomption en faveur d'une constance beaucoup plus grande.)

Il est intéressant de rapprocher ces résultats des suivants qui sont déjà connus :

Dans les combinaisons organiques, comme l'alcool éthylique, où l'oxygène est lié à deux atomes différents, la susceptibilité atomique de l'oxygène est, d'après P. Pascal [1], -48.10^{-7}, ce qui correspond à une susceptibilité spécifique de -3.10^{-7}.

Lorsque l'atome d'oxygène est doublement lié à un atome de carbone, comme dans l'aldéhyde éthylique, sa susceptibilité atomique est $+18.10^{-7}$, ce qui correspond à une susceptibilité spécifique d'environ $+1,1.10^{-7}$, nombre qui est tout à fait de l'ordre de grandeur de celui que j'ai trouvé pour l'ozone.

Enfin, d'après les mesures faites à Leyde [2], la susceptibilité spécifique de l'oxygène liquide pur à sa température d'ébullition normale est $+2406.10^{-7}$.

Une description détaillée de mes expériences, la discussion et un essai d'interprétation des résultats seront publiés ailleurs prochainement.

Remarque. — La valeur élevée du paramagnétisme de l'oxygène me permet, en outre, de préciser les points suivants :

Il est possible, en faisant le vide au-dessus d'un mélange d'ozone et d'oxygène liquides et en agitant ce mélange, d'abaisser la proportion d'oxygène au-dessous de 1/10000e.

La stabilité de l'ozone liquide à la température de l'air liquide est telle qu'en une dizaine d'heures il n'apparaît pas 1/50000e d'oxygène.

---

(1) P. PASCAL, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 25, 1912, p. 329.

(2) KAMERLINGH ONNES et PERRIER, *Comm. Leiden*, n° 116, 1910, p. 17.

MAGNÉTISME. — *Effets magnétothermoélectriques longitudinaux dans le nickel et dans le fer; interprétations théoriques.* Note [1] de M. **Albert Perrier** et M[lle] **T. Kousmine**, transmise par M. Pierre Weiss.

I. Nous avons donné [2] les principaux résultats de nos mesures des forces thermoélectromotrices d'aimantation; ici, nous discutons les lois observées à la lumière de propositions théoriques sur la conduction des milieux ferromagnétiques. Nous plaçons en premier lieu les conclusions qui sont le moins liées à des mécanismes particuliers d'aimantation.

L'aimantation du métal auxiliaire (ici le cuivre) étant insensible dans ces expériences, toutes les variations observées sont celles du pouvoir thermoélectrique de l'autre métal, donc des propriétés spécifiques liées au ferromagnétisme de ce métal. De plus les différences $\Delta E_{\parallel} - \Delta E_{\perp}$ sont celles des pouvoirs thermoélectriques *propres* suivant les deux directions étudiées, c'est-à-dire qu'elles sont grandeurs intrinsèques des milieux aimantés, *libérées de tout potentiel de contact* avec un métal étranger.

Calculons $\Delta E_{\parallel} - \Delta E_{\perp}$ pour les champs intenses; on trouve pour le nickel $43{,}7 . 10^{-8}$, pour le fer $14{,}8 . 10^{-8}$ volt/degré (saturation encore incomplète).

Ces grandeurs mesurent les *anisotropies thermoélectriques* créées dans nos milieux par la polarisation magnétique à saturation. L'approche vers cet état diminue en effet l'importance du champ inducteur comme agent immédiat des phénomènes. Dans les théories faisant appel à l'orientation des porteurs de magnétisme, on dira qu'il s'agit de *l'anisotropie* caractéristique *liée à ces porteurs*, indifféremment parallèles ou antiparallèles avec le champ électrique. En effet, le renversement de l'aimantation n'a jamais entraîné de variations des effets électriques considérés ici.

II. L'un de nous a proposé une théorie dont une des conséquences est la liaison de l'ensemble des effets magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques au champ moléculaire. Aux termes de cette théorie, les phénomènes ici étudiés sont des *effets du second ordre seulement*, manifestant une faible fraction d'un *pouvoir thermoélectrique spontané*, qui est, lui, une part notable du pouvoir thermoélectrique réel. La différence $(\Delta_{\parallel} - \Delta_{\perp})_{\text{sat.}}$ cal-

---

(1) Séance du 26 février 1934.

(2) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 816.

culée plus haut représente alors *l'anisotropie thermoélectrique spontanée moyenne du groupement élémentaire saturé*. Mais en outre, dans cette interprétation, non seulement cette différence est une propriété intrinsèque du métal, mais encore $\Delta E \parallel$ et $\Delta E \perp$ *séparément* sont des grandeurs intrinsèques dans lesquelles n'entre *aucune part de potentiel de contact*.

Ce résultat a encore la signification relative suivante : le pouvoir thermoélectrique propre E_{th} est *plus élevé* d'environ 3/4 pour 100 parallèlement à l'aimantation spontanée que normalement à ce vecteur. Nous faisons usage ici de valeurs encore inédites de E_{th} (distinctes du coefficient σ de l'effet Thomson).

III. Ces conséquences numériques sont de nature à faire apparaître moins surprenantes les différences si caractérisées entre les ferromagnétiques. Il suffit que la rotation des vecteurs $\mathcal{J}_w$ par rapport aux directions réticulaires entraîne des variations de *quelques millièmes* du phénomène principal (spontané) pour qu'elles se traduisent par des effets *observables de quelques dixièmes*. Des réseaux différents comme ceux de Fe et de Ni peuvent alors très bien impliquer des lois d'allures nettement distinctes sans mettre en discussion les bases de la théorie.

IV. La théorie ici invoquée prévoit (comme pour la résistivité) que le rapport $\Delta E \parallel / \Delta E \perp$ doit se rapprocher de -2 vers la saturation. L'expérience donne ici $-2,2$ pour Ni, $-1,8$ pour Fe. Il convient de remarquer que la justification théorique suppose le milieu étudié rigoureusement isotrope par compensation en l'absence de champ magnétique.

V. L'aspect des fonctions expérimentales et la discussion ci-dessus font déjà ressortir *qu'il n'y a pas de relation simple entre nos effets longitudinaux et l'aimantation observable* $\mathcal{J}$. Il ne saurait y en avoir une puisqu'une rotation de $\mathcal{J}_w$ de π dans n'importe quel groupement de la mosaïque ne modifie pas les phénomènes longitudinaux. La même intensité de l'effet peut correspondre à une infinité de valeurs de $\mathcal{J}$. Mais l'ambiguïté se réduit progressivement dans les champs quelque peu intenses. La théorie y fait prévoir, de même que pour la magnéto-résistance, et pour les mêmes raisons, une loi d'approche à la saturation du type quadratique soit essentiellement de la forme $1-(\mathcal{J}/\mathcal{J}_w)^2$.

On remarque encore que les variations relatives des effets, observées dans des champs supérieurs à quelques centaines de gauss, sont notablement supérieures à celles de l'aimantation dans les mêmes intervalles. On trouvera sans grande difficulté l'explication de ce fait dans les propositions théoriques ci-dessus; nous y reviendrons autre part.

OPTIQUE PHYSIQUE. — *Expériences sur la diffraction de la lumière par des ultrasons.* Note (¹) de MM. **P. Debye, H. Sack** et **F. Coulon**, présentée par M. M. Brillouin.

La théorie (²) de la diffraction de la lumière par les ultrasons (³) prédit que les spectres des différents ordres auront des fréquences ν un peu différentes de celle ν_0 de la lumière incidente; pour un ultrason de fréquence ν', l'onde diffractée lumineuse d'ordre $\pm n$ doit avoir une fréquence $\nu_0 \pm n\nu'$. Cette différence de fréquence est extrêmement petite : pour la raie verte du mercure (λ 5460 Å) et les ultrasons de fréquence 10^7, la variation de longueur d'onde $\Delta\lambda$ dans le premier ordre, est de 10^{-4} Å; il s'agit donc d'un effet très difficile à mesurer. Nous voulons décrire ici une méthode expérimentale simple, quoique indirecte, pour prouver l'existence de cet effet; c'est aussi une méthode de mesure de la vitesse des ultrasons (⁴).

Les spectres fournis par un réseau ordinaire sont cohérents, et l'on peut faire interférer les faisceaux d'ordre $+1$ et -1, par exemple. La lumière diffractée par un ultrason donne dans les ordres ± 1, des fréquences différentes, qui ne peuvent interférer. Il reste pourtant, entre ces deux faisceaux, une certaine relation de phase, comme entre deux rayons ayant subi des effets Döppler opposés. Supposons qu'en un point on superpose ces deux vibrations, et que les chemins optiques soient x_1 pour le faisceau d'ordre $+1$, et x_2 pour celui d'ordre -1; l'amplitude résultante est de la forme

$$A = \cos 2\pi\left(\nu' t - \frac{x_1 - x_2}{2\lambda}\right),$$

λ est la longueur d'onde lumineuse; l'intensité varie donc avec une fréquence $2\nu'$ double de celle des ultrasons; on peut aussi dire qu'on obtient un système de franges se mouvant avec une vitesse de l'ordre de celle des ultrasons, et à calculer suivant la formule.

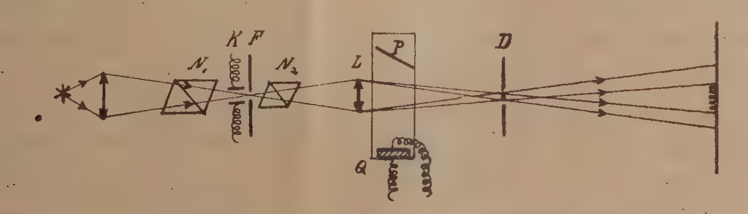
(¹) Séance du 26 février 1934.

(²) L. Brillouin, *Ann. de Phys.*, 17, 1921, p. 103; *Act. Sc. et Ind.*, 59 (Hermann, Paris, 1933); P. Debye, *Phys. Zts.*, 33, 1932, p. 849.

(³) Debye et Sears, *Proc. Nat. Acad.*, 18, 1932, p. 409; *Sächs. Akad.*, 84, 1932, p. 125; Biquard et Lucas, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 2132; 195, 1932, p. 121; *Journ. de Phys.*, 3, 1932, p. 464.

(⁴) P. Debye, à une conférence à la Société de Physique de Berlin (5 mai 1933), indiqua la première fois la possibilité de ces expériences; ses essais furent continués par Sack et Coulon.

Les franges seront de nouveau visibles, par stroboscopie, si l'on éclaire avec le rythme $2\nu'$. Cela se réalise en intercalant une cellule de Kerr, excitée par une tension alternative de fréquence ν' (si l'on ajoute à la tension alternative une tension constante, la cellule de Kerr interrompt la lumière au rythme ν' et l'on peut observer des interférences entre les faisceaux d'ordre 0 et 1). Si les ultrasons donnent des ondes stationnaires, on trouve dans le faisceau d'ordre $+1$ une superposition des deux fréquences $\nu_0 \pm \nu'$; et de même dans l'ordre -1; on peut donc observer directement des interférences.



La figure montre le dispositif expérimental; la lumière concentrée sur une fente F traverse deux nicols N_1, N_2 et une cellule de Kerr K (nicols à 45° des plaques de la cellule), puis une cuvette à faces planes parallèles, contenant le quartz Q immergé dans un liquide (dans notre expérience, $C^2H^2Cl^4$). Une lentille L donne une image de la fente en D; on dispose en D un diaphragme percé de deux ouvertures, laissant passer les spectres que l'on veut étudier (les ordres ± 1, par exemple, ou 0, $+1$). La lumière converge, derrière le diaphragme D, et l'on observe des interférences dans la partie commune aux deux faisceaux. La cellule de Kerr K et le quartz Q sont reliés à une même bobine de self-induction couplée à un oscillateur entretenu ($\nu' = 10^7$ environ). Les ultrasons donnent, en général, dans la cuve des ondes stationnaires : on voit donc tout de suite les interférences, même sans mettre en jeu la cellule de Kerr. On détruit les ondes stationnaires en mettant dans la cuve une plaque P oblique; les interférences disparaissent alors, et ne réapparaîtront que si l'on met en marche la cellule de Kerr. La théorie montre que ce phénomène d'interférences est indépendant de la couleur de la lumière, ce qui permet d'utiliser une lampe à arc. La longueur d'onde de l'ultrason (donc sa vitesse) peut être déterminée par la distance des franges.

On peut varier ces expériences de bien des façons, et faire interférer divers ordres de diffraction; on peut même supprimer l'écran D et faire interférer tous les spectres; les franges subsistent toujours et donnent une

« image » des ondes ultrasonores [1]. Nous publierons prochainement une étude complète de ces expériences.

OPTIQUE PHYSIQUE. — *Sur les phénomènes de diffraction de Fresnel avec une source large.* Note de M. F. **Wolfers**, présentée par M. A. Cotton.

J'ai repris l'étude des figures de diffraction d'un écran à bord rectiligne éclairé par une fente parallèle de largeur F variable. Il y a superposition des franges de diffraction classiques D et des franges supplémentaires Σ; j'appellerai D_i les maxima de diffraction, Σ_k ceux des franges supplémentaires, et de même d_i et σ_k les minima des deux systèmes ($i, k = 1, 2, 3, \ldots$). Pour avoir une représentation indépendante des conditions particulières d'observation, nous prendrons pour unité de longueur la valeur de $p = \sqrt{\lambda b(a+b)/2a}$ (notations habituelles), pour mesure de F la largeur de la pénombre géométrique $s = b/a\,F/p$; l'unité d'intensité sera l'intensité dans le plan d'observation supposé éclairé librement avec $s = 1$.

Dans mes expériences actuelles, la seule variable (outre le temps de pose) était F (de 0 à 5^{mm}); on avait $a = 70^{cm}$ et $b = 35^{cm}$ environ, $\lambda = 4355,6$ Å (raie Hg), $p = 0^{mm},3367$ à moins du millième près. L'écran était une lame de rasoir à deux bords parallèles et l'on mesurait la distance des franges qui se correspondaient de part et d'autre. De très nombreux clichés furent pris sur plaques à grain fin. Les premiers résultats, résumés ci-après, ont été obtenus avec une machine à mesurer les spectres.

1. Pour les D, l'expérience vérifie *en détail* les prévisions théoriques, telles que je les ai traduites par des courbes [2]. F allant en croissant, la netteté des premières franges (j'en ai compté 32 pour $s = 0,07$) ne diminue guère que pour $s > 0,3$ et très irrégulièrement. Vers 0,5 tout disparaît au delà de D_3, mais vers 0,7 on voit de nouveau jusqu'à D_6. D_4 disparaît vers 1,35 et reparaît vers 1,5; D_2 disparaît si $s > 5$; *quant à* D_1, *elle reste toujours très visible*, *quel que soit* F, même pour l'observation directe à l'œil

---

(1) L'expérience est analogue à celle d'Abbe sur le pouvoir séparateur du microscope. Bachen, Hiedemann et Asbach ont décrit (*Nature*, janvier 1934) très brièvement une expérience qui semble analogue à la nôtre; nous ne pouvons la comparer exactement, faute de renseignements détaillés.

(2) *Journ. Phys.*, 6, 1925, p. 395; *Ann. Phys.*, 7, 1927, p. 260.

nu et contrairement à ce que laissent croire les rares traités qui abordent la question. On remarque aussi que d_1 est estompé et très élargi pour 0,9; de même D_2 pour 0,8 et D_3 vers 0,6. Tout cela résulterait de l'examen des courbes.

2. *Les* Σ *se superposent aux* D *de façon évidente dès que* $s > 1$ ($F = 1^{mm},5$); il en résulte une étonnante diversité d'aspect que la théorie classique ne prévoit pas. Les Σ suivent le bord O de l'ombre géométrique à des distances invariables et conformes à la théorie que j'en ai donnée [1]. Les D suivent extérieurement, et avec des fluctuations, le bord géométrique de la pénombre. Il s'ensuit que, F augmentant, *les deux systèmes se croisent*, les Σ restant visibles même en dehors de la pénombre, contrairement à ce que j'avais cru d'abord (*Ann. Phys.*, *loc. cit.*, p. 296).

Pour $s = 1,35\ \sigma_2$ se trouve sur D_1; cette frange, large et noire sur les clichés, porte alors sur sa crête un *sillon clair*. Vers $0,9\ \sigma_2$ vient à côté de d_1 qui paraît très élargi. Vers $0,85\ \sigma_3$ vient sur D_2 et cette frange, d'ailleurs très large (§ 1) prend l'aspect remarquable d'un *doublet*. Pour $s > 2,5$ environ, les Σ ne se voient plus qu'entre o et D_1, entièrement séparés des D.

3. Des propriétés étranges sont révélées si l'on construit, en fonction de s, les abscisses des D et des d à partir d'un point fixe du plan d'observation : O_0 pour $s = 0$. Les distances O_0D_i, O_0d_i *varient par sauts brusques* et restent constantes entre les sauts (parfois à moins de 1 pour 100 près). Les positions de ces sauts obéissent à des lois remarquablement simples sur lesquelles nous aurons à revenir.

Nous conclurons aujourd'hui que les D ne pourraient servir à mesurer les dimensions des sources, qui sembleraient varier comme par quanta. Tous les faits concernant les D ont été d'abord obtenus graphiquement par intégrations d'intégrales de Fresnel; mais il semble bien que, si l'expérience les avait décelés *avant* la théorie, c'est dans le langage du discontinu qu'on eût été amené à en rechercher une expression simple.

---

(1) *Journ. Phys.*, 6, 1925, p. 354.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur quelques solubilités de l'iodobismuthate de quinine.* Note de M. **Picon**, présentée par M. Henry Le Chatelier.

Si l'insolubilité de l'iodobismuthate de quinine est bien connue et appliquée pour la préparation de ce sel ainsi que pour la recherche ou le dosage du bismuth ou de l'alcaloïde, on a signalé un seul dissolvant de ce composé, l'acétone, et sans fournir de données quantitatives. Nous étudions dans cette Note la solubilité dans l'acétone, la cyclohexanone et le diéthylèneglycol.

Avec l'acétone, il se produit un phénomène assez complexe qui aboutit à la formation de deux couches liquides, de densités très différentes. En opérant avec des corps parfaitement desséchés et un iodobismuthate correspondant à la formule $(BiI^3)^2.C^{20}H^{24}N^2O^2.2IH$, on constate qu'il ne se produit pas de dissociation du sel et que la solubilité est nettement plus faible à chaud qu'à froid.

L'addition d'acétone à l'iodobismuthate fournit un dégagement de chaleur très net. Les produits formés étant fluides et visqueux, nous n'avons pu isoler de combinaison définie, et nous avons utilisé le dégagement de chaleur pour déterminer par calorimétrie la composition de la combinaison formée. En opérant dans un petit récipient Dewar afin d'assurer l'isolement thermique, on constate que la température s'élève progressivement par addition d'acétone jusqu'à ce que l'on ait utilisé 6^{mol} de dissolvant pour 1 du sel.

On obtient donc ainsi un composé ayant la formule suivante :

$$(BiI^3)^2.C^{20}H^{24}N^2O^2.2IH.6CH^3COCH^3.$$

La détermination de la tension de vapeur des mélanges ne nous a pas fourni de résultat probant, car la très forte viscosité des produits empêche en un temps acceptable la réalisation de la pression d'équilibre.

La démonstration de l'existence d'une combinaison cétonique permet d'expliquer les particularités de la solubilité du sel dans l'acétone. En effet, si l'on ajoute une proportion de dissolvant inférieure à 6 molécules, soit à 20 pour 100 en poids, le sel reste partiellement à l'état pulvérulent. Avec 6 molécules d'acétone, le corps devient parfaitement fluide, mais il est très visqueux. Après quelques heures de repos, il est parfaitement limpide et a une couleur rouge rubis. Si la quantité d'acétone augmente

mais ne dépasse pas 60 pour 100 en poids, il y a miscibilité, il ne se forme qu'une couche liquide correspondant à une solution d'acétone en excès dans la combinaison cétonique d'iodobismuthate.

En augmentant encore la quantité de dissolvant on observe, à la température ordinaire, la formation d'une seconde couche, plus légère que la précédente, correspondant à la solution du sel dans l'acétone. Nous sommes ainsi en présence de deux liquides conjugués, le plus dense correspondant à la combinaison cétonique saturée d'acétone et le plus léger étant constitué par le dissolvant saturé de sel.

Nous fournissons dans le tableau suivant les résultats quantitatifs obtenus à différentes températures.

Température	9°.	19°.	29°.	39°.	49°.
			Solution légère.		
Densité	0,8159	0,8063	0,7981	0,7882	0,7793
Concentration (¹)	2,64	1,97	1,54	1,11	0,8
			Solution dense.		
Densité	1,473	1,544	1,609	1,673	1,732
Concentration (¹)	94,20	104,9	115,3	123,2	130,2

Si le dissolvant employé contient de l'eau, les solubilités changent sans que toutefois on observe une dissociation pour des proportions d'eau ne dépassant pas 10 pour 100 dans le dissolvant. Au-dessus de cette teneur, il se forme un précipité d'oxyiodure de bismuth. Par contre, une quantité d'eau de 0,5 pour 100 en poids permet d'obtenir une seule couche liquide si la température ne dépasse pas 15°. A 19°, les deux solutions conjuguées ont, comme concentration, 20^g pour 100^{cm^3} dans la légère et $72^g,64$ dans la lourde.

Avec 4 pour 100 d'eau, on observe que le liquide reste en couche unique quelle que soit la température. L'acétone ainsi hydratée représente donc un dissolvant qui est miscible avec l'iodobismuthate de quinine et qui peut être avantageusement employé pour la purification des produits industriels. Nous n'avons pu déterminer la composition des hydrates qui se forment dans les solutions cétoniques hydratées, car il s'agit de corps liquides et les dégagements de chaleur produits sont très faibles.

Dans la cyclohexanone, la solubilité s'effectue en toutes proportions;

(¹) Grammes de sel dans 100^{cm^3} de solution.

pour des concentrations élevées, on obtient un liquide de plus en plus visqueux et même une véritable pâte. L'insolubilité de ce dissolvant dans l'eau permet d'extraire l'iodobismuthate de quinine en suspension dans ce dernier liquide. On peut donc, lors d'un dosage soit du bismuth, soit de la quinine, et après précipitation à l'état d'iodobismuthate en milieu aqueux, rassembler ce sel dans un très petit volume de cyclohexanone par agitation avec ce dissolvant. On obtient ainsi une solution très fortement colorée qui permet d'effectuer des dosages colorimétriques sur de très faibles quantités de matière. Avec le bismuth, la sensibilité atteint 1/1000e de milligramme, elle est de l'ordre de celle qui fut obtenue par Fourneau et Girard en employant l'iodobismuthate de tétracétylammonium et la benzine. L'utilisation de la cyclohexanone présente cependant un avantage; car un seul métal, le thallium, nous a donné un iodobismuthate colorant ce dissolvant, alors que plusieurs corps fournissent des causes d'erreur avec le sel de tétracétylammonium.

Enfin le diéthylèneglycol peut fournir des solutions très concentrées, le mélange pouvant rester limpide même lorsque la consistance devient pâteuse. Les solutions ainsi obtenues peuvent être injectées aux animaux sans que l'on observe des phénomènes toxiques si l'on n'utilise pas des doses supérieures à celles qui sont supportées avec d'autres sels solubles dans l'eau ou dans l'huile.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Recherches polarimétriques sur la narcotine.* Note [1] de M. **Pariselle**, présentée par M. Jean Perrin.

On sait depuis longtemps [2] que les solutions chlorhydriques de narcotine sont dextrogyres alors que cet alcaloïde est fortement lévogyre dans les solvants organiques. Le but de ce travail a été de rechercher d'une façon systématique les conditions de l'inversion du pouvoir rotatoire de la narcotine pour en donner une explication rationnelle, ce qui m'a amené à étudier les variations de ce pouvoir rotatoire avec l'acidité ou la basicité de la solution. Afin de pouvoir comparer entre eux les résultats, j'ai ramené les mesures polarimétriques à la molécule de l'alcaloïde; les pouvoirs rotatoires moléculaires $[\alpha]_m$ ici indiqués sont relatifs à la raie verte du

(1) Séance du 19 février 1934.

(2) Bouchardat, *Ann. de Ch. et Ph.* 3e série, 9, 1843, p. 224.

mercure et à la température de 17°; la dispersion rotatoire Δ correspond aux raies indigo et jaune.

Étude du chlorhydrate de narcotine. — La narcotine est soluble dans l'eau en présence d'acide chlorhydrique et le pouvoir rotatoire moléculaire du chlorhydrate formé dépend de la concentration de la solution et de sa teneur en acide; il varie de + 195° (1^{mol} de narcotine et 1^{mol} d'acide dans 10^{l} d'eau) à + 240° (1^{mol} de narcotine et 30^{mol} d'acide dans 15^{l} d'eau). La dispersion de ces solutions est *anormale* et varie de 1,23 à 1,35. Par contre la narcotine a une dispersion normale ($[\alpha]_m = -1006°$; $\Delta = 2,44$) ainsi que son chlorhydrate [1] en solution chloroformique ($[\alpha]_m = +650°$; $\Delta = 1,96$).

En utilisant le diagramme de Darmois [2], j'ai constaté que les solutions aqueuses et chlorhydriques de chlorhydrate de narcotine renferment un mélange en proportions variables de narcotine libre et de son chlorhydrate.

Étude des solutions basiques de narcotine. Ouverture de la chaîne lactonique. — Si la narcotine n'est pas attaquée par les solutions étendues de soude ou de potasse et ne s'y dissout pas, cela tient à ce qu'elle n'est pas mouillée par ces solutions. En faisant agir la soude en léger excès [3], sur une solution hydroalcoolique de narcotine, je suis arrivé à ouvrir la chaîne lactonique de cet alcaloïde; le sel alcalin obtenu a, en solution aqueuse, les constantes polarimétriques suivantes : $[\alpha]_m = +273°$, $\Delta = 1,94$.

En ajoutant à la solution aqueuse précédente des proportions croissantes d'acide chlorhydrique, le pouvoir rotatoire diminue, devient négatif et atteint son maximun (valeur absolue) lorsqu'on a versé une quantité d'acide équivalente a la quantité de soude utilisée. Le composé ainsi obtenu en solution aqueuse est le N-chlorhydrate du sel de sodium précédent : $[\alpha]_m = -587°$; $\Delta = 1,9$. Ce corps, instable, se transforme peu à peu en *narcotine* qui précipite, la lactonisation se produisant par départ simultané d'eau et de chlorure de sodium.

Si l'on continue à ajouter de l'acide chlorhydrique, la solution acide est alors le siège d'une mutorotation très nette; en 48 heures, le pouvoir rota-

---

[1] J'ai pu obtenir ce chlorhydrate anhydre à l'état de pureté en précipitant par le gaz chlorhydrique une solution de narcotine dans le tétrachlorure de carbone : le chlorhydrate pharmaceutique est hydraté et légèrement déficient en acide.

[2] *Comptes rendus*, **147**, 1908, p. 195.

[3] En utilisant une porportion équimoléculaire de soude, la réaction est incomplète et en chassant l'alcool on obtient, sous forme de précipité, la fraction de la narcotine qui n'a pas réagi.

toire moléculaire (¹) passe de $-480°$ à $+230°$, valeur correspondant au chlorhydrate de narcotine en solution aqueuse. Là encore, la loctonisation se fait lentement.

Conclusions. — Il résulte de ces expériences que la narcotine, lévogyre en milieu organique ou neutre, est dextrogyre en solution acide ou basique. Ces changements de signe ne sont pas dus à des modifications moléculaires très profondes et définitives car toujours on peut régénérer une narcotine identique optiquement au produit initial; ils s'expliquent bien en admettant que le groupe méconique peut tourner autour de la valence qui le relie au noyau tétrahydroisoquinoléique (²), sa position d'équilibre résultant des actions réciproques des groupements carbonylé et azoté : l'action est attractive en milieu neutre (forme lévogyre) et répulsive en milieux acide ou basique (forme dextrogyre).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur le potentiel d'oxydoréduction du système xanthine ⇌ acide urique.* Note de Mlle **Sabine Filitti**, présentée par M. J. Perrin.

Dans une Note précédente (³) j'ai montré qu'il était possible de déterminer le potentiel d'oxydoréduction du système hypoxanthine ⇌ acide urique en faisant réagir les constituants de ce système en présence d'une diastase et d'un corps électroactif convenablement choisi : le chlorure de diméthyl-γγ'-dipyridil. La mesure électrométrique du potentiel du mélange, lorsque l'équilibre est atteint, a permis d'évaluer le potentiel normal de ce système d'une manière approchée, car il fallait encore tenir compte de la dissociation de l'hypoxanthine. C'est pourquoi j'ai déterminé par la méthode de solubilité la constante de dissociation acide de ce corps; la valeur obtenue est :

$$K_H = 2,12 \cdot 10^{-12}.$$

On peut alors, en tenant compte des constantes de dissociation de

(¹) Ces nombres correspondent à l'expérience suivante : narcotine $1^g,03$, NaOH normale 6^{cm^3}; ClH normal $8^{cm^3},6$.

(²) Un mécanisme analogue a été proposé par R. Lucas au sujet des changements de pouvoirs rotatoires des dérivés tartriques (*Ann. de Phys.*, 10e série, **9**, 1928, p. 381).

(³) S. Filitti, *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1212.

l'hypoxanthine et de l'acide urique exprimer le potentiel du système par l'équation

$$E_h = E_0 - \frac{RT}{4\mathcal{F}}\,\frac{1}{0,4343}\log\frac{(\text{hypox.})}{(\text{ac. urique})} - \frac{RT}{4\mathcal{F}}\,\frac{1}{0,4343}\log\frac{[H^+]}{K_H+[H^+]}$$
$$\times\frac{K_1K_2K_3+K_1K_2[H^+]+[H^+]^2K_1+[H^+]^3}{[H^+]^3}+\frac{RT}{\mathcal{F}}\,\frac{1}{0,4343}\log[H^+]$$
$$K_1 = 8.10^{-6},\qquad K_2 = 7.10^{-10},\qquad K_3 = 6.10^{-11},$$

étant les trois constantes de dissociation de l'acide urique déterminées électrométriquement par E. G. Young, et (hypox) et (acide urique) représentant la somme des quantités d'hypoxantine et d'acide urique dissociés et non dissociés.

On obtient ainsi, pour l'énergie libre de l'oxydation de l'hypoxantine en acide urique, la valeur

$$\Delta E = 4.\mathcal{F}.E_0 = 5720^{\text{cal}}.$$

J'ai effectué, en présence de la même diastase, la xanthinoxydase, et du même colorant, des mesures analogues avec des mélanges de xanthine et d'acide urique, de manière à déterminer l'énergie libre de la réaction

$$C^5H^4O^2N^4 + H^2O \rightleftharpoons C^5H^4O^3N^4 + H^2.$$

Toutes les déterminations ont été effectuées dans des solutions tampon de phosphate de sodium moléculaire de oH 7,35 à 38°, la xanthine étant dissoute préalablement dans NaOH $n/10$ et l'acide urique dans du tampon de Benedict [9^g PO^4NaH et 1^g PO^4NaH^2 pour 1000^{cm^3} H^2O]. On opère dans des tubes Thunberg-Borsook. Le pH final des solutions est mesuré au moyen de l'électrode d'hydrogène dans les tubes mêmes à la température où l'équilibre a été atteint.

Le tableau suivant indique les valeurs du potentiel E_h obtenues au bout de 24 heures environ et qui se maintient à ce même niveau pendant une dizaine de jours.

Tous les tubes contiennent 1^{cm^3} de xanthine $1,46.10^{-2}\,m$, 1^{cm^3} de solution de diastase à 1 pour 100, 1^{cm^3} de chlorure de diméthyldipyridil $10^{-3}\,m$, 2^{cm^3} de tampon m de phosphate de sodium. Le tube 1 contient en outre 1^{cm^3} de tampon de Benedict, les tubes 2, 3 et 4 1^{cm^3} d'acide urique $1,46.10^{-2}\,m$.

	1.		2.		3.		4.	
	E_h.	pH.	E_h.	pH.	E_h.	pH.	E_h.	pH.
Série 1...	−0,446	7,70	−0,420	7,65	−0,420	7,64	0,419	7,64
Série 2...	−0,445	7,67	0,421	7,70	−0,419	7,66	−0,422	7,60
Série 3...	–	–	0,420	7,65	−0,420	7,65	−0,419	7,60

L'équation de l'électrode est :

$$E_h = E_0 - \frac{RT}{2\mathcal{F}} \frac{1}{0,4343} \log \frac{(\text{xanth.})}{(\text{ac. urique})}$$
$$\frac{RT}{2\mathcal{F}} \frac{1}{0,4343} \log \frac{K_1 K_2 K_3 + K_1 K_2 [H^+] + K_1 [H^+]^2 + [H^+]^3}{[H^+]^3 + [H^+]^2 K_{1x} + [H^+] K_{1x} K_{2x}} + \frac{1}{0,4343} \frac{RT}{\mathcal{F}} \log [H^+],$$

où $K_{1x} = 1,18.10^{-10}$, K_{2x} représentent les constantes de dissociation de la xanthine.

On a supposé, ainsi que précédemment, les activités égales aux concentrations.

Wood a déterminé par la même méthode de la solubilité la valeur de K_{1x}. Nous admettons pour la seconde constante une valeur voisine de 10^{-10}.

La moyenne des résultats obtenus pour le potentiel du mélange équimoléculaire de xanthine et d'acide urique est :

$$E_0 = +0,113 \text{ volt} \pm 0,0015.$$

La variation d'énergie libre correspondant à la réaction est égale à

$$\Delta = 2\mathcal{F} E_0 = 5220^{\text{cal}}.$$

A ce propos, il est intéressant de rappeler que, d'après les données de Berthelot, la chaleur de réaction à pression constante est (-12000^{cal}).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Essai de fractionnement d'hydrogène par diffusion à travers le palladium.* Note (¹) de MM. **Victor Lombard** et **Charles Eichner**, présentée par M. C. Matignon.

I. Les observations suivantes remontent à l'époque de nos premières recherches sur la diffusion de l'hydrogène dans le vide à travers le palladium avec des lames de $0^{mm},314$; $0^{mm},199$; $0^{mm},105$ d'épaisseur (²). Nous avons constaté que, pour obtenir des valeurs comparables de la diffusion, il était nécessaire d'entretenir un courant assez rapide d'hydrogène purifié sur la face de nos lames opposée au vide et que la valeur de la diffusion était une fonction nettement croissante de la vitesse du courant d'alimentation, au moins pour les faibles valeurs de cette dernière.

(¹) Séance du 19 février 1934.

(²) *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 1919; **195**, 1932, p. 322; *Bull. Soc. chim.*, **51**, 1932, p. 1462-1486.

La question se posait : Pourquoi la vitesse de diffusion variait-elle avec celle du courant d'alimentation ? ... Pour essayer d'en déterminer la véritable cause, nous avons intercalé dans notre appareil un dispositif permettant : *a.* d'une part d'emmagasiner séparément de l'hydrogène ayant diffusé à travers une lame de palladium et de l'hydrogène ayant passé à son contact, dans la chambre à gaz, sans la traverser; *b.* d'autre part, de faire repasser l'une et l'autre fraction de gaz devant la paroi diffusante.

II. *Essais.* — Avec une lame de palladium de $0^{mm},051$, nous avons obtenu, à partir d'hydrogène électrolytique purifié (HEP), des fractions d'hydrogène non diffusé (HND) et diffusé (HD) à pouvoirs diffusants nettement différents, comme nous l'avons constaté par les deux méthodes suivantes.

Première méthode. — Nous avons fait des mesures à la façon ordinaire en faisant passer devant notre lame un courant rapide soit de HND, soit de HD. Voici les valeurs de la diffusion trouvées (diffusion dans le vide) :

HND (cm^3)...........	346	332	322	322	Moyenne : 330
HD (cm^3)............	413	405	402	—	» 407

Deuxième méthode. — Nous avons rempli la chambre à gaz de notre appareil successivement avec des gaz HND, HD et HEP, et nous avons observé dans chaque cas (le vide étant maintenu sur l'autre face de la lame) comment diminuait avec le temps la pression dans la chambre à gaz. Nous donnons ci-après, avec indications du temps de chaque mesure, quelques-unes des nombreuses valeurs (environ 200) de la pression relevées (en millimètres de mercure) :

Temps (minutes).	HD.	HEP.	HND.	Temps (minutes).	HD.	HEP.	HND.
0......	783	775	778	14.....	591	618	716
5......	700	715	—	15.....	584	609	711
6......	688	702	—	20.....	539	562	696
7......	675	688	—	25.....	498	?	684
8......	662	677	—	30.....	461	?	671
9......	650	666	—	35.....	425	479	661
10......	639	656	729	40.....	395	455	651
11......	627	645	726	50.....	341	415	634
12......	617	635	721	60.....	295	381	?
13......	605	626	720				

III. Nos conclusions étaient alors les suivantes : L'examen des condi-

tions expérimentales de nos déterminations nous fait fortement douter que les différences de pouvoir diffusant constatées soient dues à l'accumulation d'impuretés gazeuses dans l'hydrogène HND, ... Il reste une hypothèse, qui nous paraît plausible malgré son caractère un peu audacieux, hypothèse qui nous est venue à l'esprit dès les constatations de la vitesse du courant d'alimentation sur celle de diffusion de l'hydrogène et qui consiste à supposer que les fractions gazeuses HEP, HD, HND contenaient des proportions différentes des variétés allotropiques d'hydrogène, ces derniers ayant des pouvoirs diffusants différents.

Le texte intégral de notre travail sera publié prochainement dans un autre Recueil.

PHYSICOCHIMIE. — *Étude du point de ramollissement des corps vitreux par l'analyse thermique différentielle.* Note de M. **Édouard Rencker**, présentée par M. Ch. Fabry.

Un corps vitreux présente au début de son ramollissement une variation brusque de son coefficient de dilatation [1]. Il en est de même des coefficients de température de toutes les propriétés physiques, comme l'ont montré de nombreux auteurs. La température correspondante a été appelée point de transformation ou point de ramollissement. Les différents mémoires ne s'accordent pas tout à fait au sujet des propriétés thermiques. Tous les auteurs admettent que la chaleur spécifique est plus grande au-dessus du point de transformation qu'au-dessous. Certains d'entre eux ne voient en ce point qu'une simple variation de chaleur spécifique [2]; d'autres, par contre, croient à l'existence d'une chaleur de transformation analogue à l'effet thermique observé dans un changement d'état physique ou allotropique [3]. Les recherches à ce sujet sont assez délicates car il ne peut s'agir que d'un effet thermique très faible et difficile à mesurer à cause de la mauvaise conductibilité calorifique des corps vitreux.

---

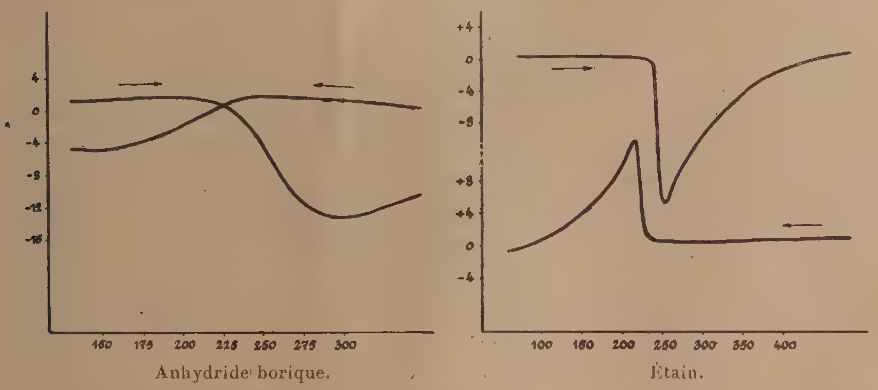
(1) Rencker, *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1049; **198**, 1934, p. 571.

(2) Tammann, *Zeitschrift für anorganische Chemie*, **190**, 1930, p. 48.

(3) Samsoen, *Annales de Physique*, 9, 1928, p. 355; Mondain-Monval et Samsoen, *Comptes rendus*, **181**, 1926, p. 967; Tool et Valasek, *Bureau of standards scientific papers*, n° 358, 1920; Tool et Eichlin, *Journal of the optical Society of America*, **4**, 1920, p. 340.

J'ai utilisé le galvanomètre double Le Chatelier–Saladin pour obtenir des diagrammes d'analyse thermique différentielle. Deux creusets sont placés l'un à côté de l'autre dans un four. L'un contient le corps étudié, l'autre un corps de référence ne présentant aucune anomalie dans l'intervalle considéré. Le galvanomètre double permet d'enregistrer en fonction de la température de l'échantillon étudié, la différence de température entre cet échantillon et le corps de référence. S'il n'y a pas de transformation, les deux creusets sont constamment à la même température; ou, tout au moins, leur différence de température toujours faible évoluera lentement et très régulièrement. Ceci n'est exact d'ailleurs qu'à condition d'avoir équilibré par tâtonnement les masses calorifiques. La netteté des phénomènes enregistrés dépend beaucoup de la vitesse d'échauffement ou de refroidissement.

Les diagrammes ainsi obtenus pour l'anhydride borique, l'acide métaphosphorique, le sélénium vitreux et le *Pollopas* sont tout à fait analogues



Anhydride borique. Étain.

Diagrammes d'analyse thermique différentielle. Les températures sont portées en abscisses, les ordonnées représentent les différences de température de l'échantillon et du corps de référence.

à ceux qu'a publiés Tool pour des verres industriels. Ce phénomène appartient donc à toutes sortes de corps vitreux. Les diagrammes obtenus à l'échauffement montrent que la différence de température change peu jusqu'au point de ramollissement. A ce moment le corps vitreux prend un retard sur le corps de référence. Ce phénomène présente une certaine analogie avec celui qui se produit pour un point de fusion ou au cours d'une transformation allotropique. On pourrait donc être tenté d'admettre l'existence d'une chaleur de transformation. La différence entre le diagramme du point de ramollissement de l'anhydride borique et celui du point de fusion de l'étain s'expliquerait alors par la mauvaise conductibilité des corps vitreux.

S'il en était ainsi, indépendamment de toute interprétation de cet effet

thermique, on devrait également observer au refroidissement un retard de l'échantillon étudié sur le corps de référence. En réalité, à partir du point de transformation, on observe au cours du refroidissement une avance, c'est-à-dire qu'à chaque instant l'échantillon se trouve à une température plus basse que le corps de référence. On est donc conduit à admettre qu'il y a simplement un changement de chaleur spécifique. La coïncidence de ce phénomène avec le début du ramollissement ainsi qu'avec le changement de coefficient de dilatation est aussi bonne que possible, étant donnée la précision des méthodes de mesure.

Le point de ramollissement semble marquer la séparation entre un état où la viscosité est infiniment grande et un état pâteux. On peut admettre que dans le premier les molécules ne participent qu'à des mouvements vibratoires comme dans les corps cristallisés, alors que dans le second elles possèdent en plus une certaine énergie de rotation et de translation. Par suite de l'absence d'un effet thermique à une température déterminée, on s'explique qu'il n'y ait pas de changement brusque de volume ni de viscosité comme cela se produit pour un point de fusion. Par contre, à la température où apparaît le nouveau degré de liberté, il y a une augmentation de la chaleur spécifique qui correspond à l'apport progressif de la nouvelle énergie cinétique. Ce changement de degré de liberté serait également la cause du changement brusque des coefficients de température de toutes les propriétés physiques sans qu'il y ait de variation de ces propriétés elles-mêmes.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les méthodes chimiques de décapage des métaux légers et ultra-légers après corrosion.* Note [1] de MM. **Marcel Chaussain** et **Henri Fournier**, présentée par M. Léon Guillet.

Les divers travaux de Trillat [2], Whitby [3], Bastien [4] et les méthodes unifiées de l'*Aluminium Association* ont conduit à utiliser l'acide nitrique pour décaper l'aluminium et ses alliages et les solutions

(1) Séance du 19 février 1934.

(2) *Bulletin de la Société d'Encouragement*, **122**, mai-juin 1915, p. 547.

(3) *Journal of Chemistry and Industry*, **10**, 1931, p. 83.

(4) *Publication scientifique et technique du Ministère de l'Air*, n° **20**, 1933, p. 1.

chromiques pour décaper le magnésium et les alliages ultra-légers après corrosion.

Il est reconnu que les acides nitrique et chromique dissolvent bien les produits de corrosion, mais que la passivité du métal n'est pas totale; à ce sujet les auteurs signalent seulement que l'attaque est peu appréciable.

Nous avons effectué quelques essais de décapage de ces métaux et comparé les pertes de poids résultant de l'oxydation due à la corrosion et de la dissolution du métal dans le décapant. Nous avons en outre étudié certains facteurs de l'essai, tels que : température, concentration, pureté de l'acide employé, durée de décapage, composition du métal.

Les résultats obtenus pour le décapage de l'aluminium et de ses alliages dans l'acide nitrique peuvent se résumer comme suit :

A. *Mesure de la perte de poids en fonction de la température de l'acide.* — La perte de poids du métal faible aux environs de 15 à 35° augmente assez rapidement avec la température de l'acide et très rapidement à partir de 80° jusqu'à l'ébullition. Pour assurer un bon décapage du métal, il faut opérer à une température moyenne comprise entre 60 et 70°, les températures inférieures ne provoquant pas complètement la dissolution des oxydes, les températures supérieures au contraire favorisant une trop forte attaque.

Les pertes de poids calculées en grammes par mètre carré, obtenues en 15 minutes avec l'acide nitrique pur ($d = 1,33$), sont les suivantes :

	A 15°.	A 35°.	A 80°.	A 110°.
Sur aluminium sablé brut sans corrosion........	0,3	1,5	14	34
Sur duralumin spécial au Ni Cr sablé sans corrosion.	0,6	1,5	15	42

B. *Mesure de la perte de poids en fonction de la concentration de l'acide.* — La perte de poids du métal augmente avec la dilution de l'acide et présente un maximum. Les acides purs et dilués à 10 pour 100 donnent sensiblement les mêmes pertes de poids mais le phénomène chimique observé est différent. Les éprouvettes immergées dans l'acide pur sortent très brillantes et très bien décapées, au contraire il semble que les éprouvettes immergées dans l'acide à 10 pour 100 se ternissent légèrement. Les pertes de poids calculées en grammes par mètre carré, obtenues en 30 minutes à la température de 60°, sont les suivantes :

	Acide pur $d = 1,33$.	Dilué à 75 %.	40 %.	10 %.
Sur aluminium sablé brut sans corrosion..........	36	45	50	39
Sur duralumin ordinaire sablé brut sans corrosion...	49	61	83	45

C. *Mesure de la perte de poids en fonction du temps.* — Acide nitrique pur chauffé à 60-70° : sur métal sablé brut sans corrosion, la perte de poids augmente rapidement pendant les premières minutes de décapage pour croître ensuite proportionnellement au temps; sur métal corrodé, l'allure générale des courbes est la même, mais il faut décaper plus longtemps pour entrer dans la partie droite de la courbe. Cette région peut prendre des inclinaisons différentes suivant la plus ou moins grande corrosion du métal qui provoque une augmentation sensible de la surface de l'éprouvette en contact avec l'acide (Tableau).

Tableau. — *Mesure de la perte de poids en fonction du temps.*

Métal.	Perte de poids en grammes par mètre carré.					
	1'.	2'.	5'.	10'.	30'.	60'.
Éprouvettes sablées brutes.						
Aluminium pur	2,4	3,6	6,0	9,3	19,8	35,1
Aluminium ordinaire	1,8	2,7	5,1	8,1	17,7	31,8
Duralumin normal	4,2	6,0	9,0	12,9	25,8	45,6
Duralumin spécial	3,0	5,1	8,4	11,7	24,9	44,7
Éprouvettes sablées corrodées.						
Aluminium pur	20,1	23,1	27,6	33,3	47,4	65,4
Aluminium ordinaire	29,4	32,1	36,0	40,5	54,0	69,9
Duralumin normal	64,5	69,6	78,6	91,2	135,3	194,1
Duralumin spécial	51,3	55,2	62,1	71,7	108,6	166,8

Conclusions. — On voit d'après ces quelques essais que la passivité de l'aluminium et de ses alliages n'est pas totale dans l'acide nitrique. Les pertes de poids mesurées sur les métaux bruts sont assez élevées et peuvent être comparables aux pertes de poids provoquées par une corrosion. Les pertes de poids des métaux corrodés augmentent toujours avec le temps de décapage et d'autant plus que la corrosion a été plus poussée et que la droite des pertes de poids en fonction du temps est plus inclinée. Pour mesurer correctement la perte de poids après corrosion il est donc nécessaire d'opérer le décapage dans des conditions toujours identiques ou d'utiliser une méthode permettant de corriger l'erreur commise. Notons que les conditions théoriquement identiques ne seront jamais atteintes car nous avons montré plus haut que les courbes des pertes de poids en fonction du temps pouvaient avoir des inclinaisons différentes. Nous employons une méthode simple et donnant de bons résultats. Dans le cas du décapage de

l'aluminium et de ses alliages par l'acide nitrique les éprouvettes sont immergées pendant 15 ou 20 minutes dans l'acide concentré chauffé à 60-70°. On détermine alors leur poids p_1. On recommence ensuite l'opération pendant le même temps et l'on détermine leur nouveau poids p_2. Le poids p du métal brut de l'éprouvette est donné par la formule $p = 2p_1 - p_2$.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les mobilités relatives des radicaux propyle et isopropyle et de leurs dérivés mono- et dichlorés*. Note de MM. **Pierre Carré** et **Jean Pasche**, transmise par M. G. Urbain.

L'un de nous a déjà montré [1], par la détermination des températures de décomposition des chlorosulfites d'alcoyle, ROSOCl en RCl et SO^2, que l'introduction d'un élément négatif dans un radical alcoyle positif diminue l'aptitude migratrice de ce radical sur le chlore négatif.

Nous nous sommes proposé de comparer, par la même méthode, la mobilité du radical *n*-propyle $CH^3.CH^2.CH^2$—, avec celles de ses dérivés β-chloré $CH^2Cl.CH^2.CH^2$— et α.β-dichloré $CH^2Cl.CHCl.CH^2$—, ainsi que la mobilité du radical isopropyle $(CH^3)^2CH$—, avec celles de ses dérivés monochloré $(CH^3)(CH^2Cl)CH$—, et dichloré sym. $(CH^2Cl)^2CH$.

A cet effet, nous avons préparé, par les méthodes de P. Carré et D. Libermann [2] les chlorosulfites de ces alcoyles chlorés, puis nous avons déterminé leurs températures de décomposition ainsi qu'il a déjà été indiqué [1].

Le *chlorosulfite de β-chloropropyle* $CH^2Cl.CH^2.CH^2.OSOCl$, obtenu par l'action du chlorure de thionyle sur l'alcool β-chloroisopropylique, est un liquide distillant à 111-112° sous 21mm.

Le *chlorosulfite d'α.β-dichloroisopropyle* $CH^2Cl.CHCl.CH^2.OSOCl$, obtenu de manière analogue à partir de l'alcool α.β-dichloropropylique, est un liquide distillant à 110-111° sous 3mm (il ne peut être distillé sons 15mm sans être partiellement décomposé).

Le *chlorosulfite de monochloroisopropyle* $(CH^3)(CH^2Cl)CH.OSOCl$ est un liquide distillant à 86-88° sous 26mm; il est obtenu par la réaction du chlorure de thionyle sur le *sulfite neutre de monochloroisopropyle* $[(CH^3)(CH^2Cl)CH.O]^2SO$, liquide distillant à 155-158° sous 37mm, lequel provient de la réaction de 1mol de chlorure de thionyle sur 2mol d'alcool monochloroisopropylique en présence de 2mol de pyridine.

Le *chlorosulfite de dichloroisopropyle sym.* $(CH^2Cl)^2CH.OSOCl$ est un liquide

(1) P. Carré, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 1835; 196, 1933, p. 1806.

(2) P. Carré et D. Libermann, *Bull. Soc. chim.*, 4e série, 53, 1933, p. 1050.

distillant à 120° sous 22^{mm}; il est obtenu, de manière analogue au précédent, par la réaction du chlorure de thionyle sur le *sulfite neutre de dichloroisopropyle* $[(CH^2Cl)^2CH.O]^2SO$, liquide distillant à 215° sous 30^{mm}, lequel résulte de la réaction du chlorure de thionyle sur la dichlorhydrine symétrique de la glycérine en présence de pyridine.

Les températures de décomposition de ces chlorosulfites, en présence d'une quantité équimoléculaire de pyridine, sont les suivantes :

Nature du radical R du chlorosulfite R O SO Cl.	Température de décomposition du chlorosulfite.
n-Propyle $CH^3.CH^2.CH^2$	34-35°
β-Chloropropyle $CH^2Cl.CH^2.CH^2$	51°
α.β-Dichloropropyle $CH^2Cl.CHCl.CH^2$	61°
Tert. Isopropyle $(CH^3)^2CH$	24°
Monochloroisopropyle $(CH^2Cl)(CH^3)CH$	39°
Dichloroisopropyle $(CH^2Cl)^2CH$	70°

On voit que la substitution du chlore à l'hydrogène dans les chaînes hydrocarbonées *n*-propylique et isopropylique élève la température de décomposition des chlorosulfites correspondants, ainsi qu'il a déjà été constaté (¹) pour la substitution du chlore à l'hydrogène dans le radical éthyle.

Ces résultats confirment donc que l'introduction du chlore négatif dans un radical positif diminue l'aptitude migratrice de ce radical sur le chlore négatif. La diminution de la mobilité est plus prononcée dans le cas des dérivés dichlorés, α.β-dichloropropyle et dichloroisopropyle sym., que dans le cas des dérivés monochlorés β-chloropropyle et monochloroisopropyle, ce qui était à prévoir.

De plus la comparaison des différences entre les températures de décomposition des chlorosulfites de *n*-propyle et de β-chloropropyle (16°), ou d'isopropyle et de monochloroisopropyle (15°), avec les différences entre les températures de décomposition des chlorosulfites de β-chloropropyle et d'α.β-dichloropropyle (10°), ainsi qu'entre les températures de décomposition des chlorosulfites de monochloroisopropyle et de dichloroisopropyle sym. (21°), paraît indiquer que la substitution du chlore dans un groupe primaire CH^3 excerce une influence plus grande que la même substitution dans un groupe secondaire CH^2.

(¹) *Loc. cit.*

CHIMIE ORGANIQUE. — *Mécanisme de la formation des alcoylcyclohexanones par action des dérivés organomagnésiens sur les α-chlorocyclohexanones. Remplacement non direct de l'halogène par l'alcoyle.* Note de M. M. Tiffeneau et M[lle] B. Tchoubar, présentée par M. A. Béhal.

L'action des dérivés organomagnésiens sur les cétones α-chlorées conduit normalement à des alcools tertiaires α-chlorés ou chlorhydrines d'α-glycols

$$CH^2Cl.CO.CH^3 \xrightarrow{+RMgX} CH^2Cl.C(OMgX)(CH^3)R \xrightarrow[+H^2O]{-ClXMg} CH^2Cl.C(OH)(CH^3)R.$$

Toutefois cette réaction primitive peut être accompagnée d'actions secondaires susceptibles parfois de la masquer et dans laquelle la réactivité du chlore peut intervenir secondairement pour former soit des époxydes (réaction régulière), soit des cétones (réaction transpositrice). A leur tour les produits ainsi formés, époxydes et cétones, peuvent réagir sur les dérivés organomagnésiens se trouvant en excès dans le milieu réactionnel et former des alcools secondaires et tertiaires.

On conçoit que quelques-unes de ces réactions secondaires puissent devenir prépondérantes, notamment lorsque la réaction magnésienne au lieu d'être conduite à froid est effectuée à la température d'ébullition de l'éther ou, mieux encore, si l'on chauffe jusqu'à évaporation presque complète du solvant. C'est ainsi que, dans l'action à froid de $BrMgC^6H^5$ sur la chloracétone, le produit principal de la réaction est la chlorhydrine $C^6H^5(CH^3)C(OH).CH^2Cl$ (1); mais si l'on chauffe pour distiller l'éther, le produit prédominant est la phénylacétone (2). On voit qu'apparemment le phényle s'est substitué au chlore, mais le schéma suivant montre que c'est secondairement et par suite d'une migration du radical phényle :

$$CH^3.CO.CH^2Cl \xrightarrow{-C^6H^5MgBr} CH^3(C^6H^5).C(OMgBr).CH^2Cl \xrightarrow{-BrClMg} CH^3.CO.CH^2.C^6H^5.$$

Il n'est donc pas surprenant qu'en faisant réagir les dérivés organomagnésiens sur l'α-chlorocyclohexanone, Bouveault et Chéreau aient pu obtenir les α-alcoylcyclohexanones. Toutefois ces auteurs admirent que cette formation est due au remplacement direct du chlore par l'alcoyle; ils en conclurent, et avec eux divers auteurs plus récents (3), que dans les chlorocyclohexanones la réactivité du chlore vis-à-vis des organomagnésiens est plus grande que celle du groupe cétonique. Or, à notre avis, le

(1) Tiffeneau, *Comptes rendus*, 134, 1902, p. 774.

(2) Tiffeneau, *Comptes rendus*, 137, 1903, p. 989.

(3) Godchot et Bedos, *Comptes rendus*, 180, 1925, p. 751; *Bull. Soc. Chim. France*, 39, 1926, p. 96; M[me] Perlin-Borrel, *Bull. Soc. Chim. France*, 51, 1932, p. 994; *Thèse Sciences*, Nancy, 1931; Mitchovitch, *Thèse Sciences*, Nancy, 1928.

mécanisme réactionnel doit être le suivant :

$$\begin{array}{c}\text{—CH Cl}\\ |\\ \text{—CO}\end{array} \xrightarrow{-\,\text{IMgCH}^3} \begin{array}{c}\text{—CH Cl}\\ |\\ \text{—C(CH}^3\text{)O MgI}\end{array} \xrightarrow{-\,\text{IClMg}} \begin{array}{c}\text{—CH}\\ |\nwarrow\\ \text{—C(CH}^3\text{)O—}\end{array} \rightarrow \begin{array}{c}\text{—CH—CH}^3\\ |\\ \text{—CO}\end{array}$$

Pour le vérifier il suffit d'isoler la chlorhydrine produite dans la réaction effectuée à froid, puis de constater que cette chlorhydrine ne contient pas de cétone et enfin, en faisant réagir un nouvel organomagnésien, de transformer cette chlorhydrine en un éthéro-magnésien que l'on soumet à l'action de la chaleur. C'est ce travail que nous avons effectué, et nous avons constaté, dans les trois cas étudiés par nous, que les éthéromagnésiens des chlorhydrines ainsi obtenues se transforment en α-alcoylcyclohexanones, celles-ci pouvant être accompagnées de cétones dérivées du cyclopentane et provenant d'une réaction transpositrice avec réduction de cycle se produisant simultanément.

1° *Action de* $IMgCH^3$ *sur la chloro-2-cyclohexanone.* — Cette réaction a déjà été effectuée par Bouveault et Chéreau qui, sans préciser les conditions opératoires, ont signalé la formation d'un seul produit, l'orthométhylcyclohexanone. Elle a été reprise par Mme Perlin-Borrel qui a opéré en chauffant la solution éthérée du complexe organo-magnésien jusqu'à évaporation de l'éther et qui a obtenu, outre la même orthométhylcyclohexanone, l'acétylcyclopentane. Nous avons effectué la même réaction à la température ordinaire; on obtient ainsi le chloro-2-méthyl-1-cyclohexanol-1, Éb. sous $14^{mm} = 75\text{-}76^\circ$; $D_4^{19} = 1,0934$; $N_{19}^{D} = 1,4811$. Cette chlorhydrine ne contient pas de cétone, car elle ne fournit pas de semicarbazone. Cette chlorhydrine est introduite peu à peu dans une solution éthérée de bromure de magnésium éthyle (1^{mol}), il se dégage de l'éthane et il se forme le composé $C^6H^{10}(OMgBr)Cl$. On distille l'éther au bain-marie jusqu'à boursouflement du résidu. On laisse refroidir, et l'on décompose par l'eau glacée acidulée. On isole un produit qui distille dans le vide à 52-57° sous 14^{mm} et qui, traité par la semicarbazide, forme deux semicarbazones qu'on sépare par cristallisations fractionnées dans l'alcool : l'une fusible à 145° est celle de l'acétylcyclopentane, l'autre moins soluble et fusible à 198° est celle de la méthyl-2-cyclohexanone, toutes deux identiques à celles de Mme Perlin-Borrel.

2° *Action de* $BrMgC^2H^5$ *sur la chloro-2-cyclohexanone.* — Dans cette réaction effectuée d'abord par Bouveault et Chéreau, il se forme non seulement l'ortho-éthylcyclohexanone décrite par ces auteurs, mais encore le propionylcyclopentane signalé par Mitchovitch. En opérant comme il a été dit ci-dessus, nous avons obtenu le chloro-2-éthyl-1-cyclohexanol-1, Éb. sous $14^{mm} = 89,5\text{-}91^\circ$; $N_{18}^{D} = 1,484$. Son dérivé éthéromagnésien, chauffé jusqu'à évaporation de l'éther, donne les deux cétones de Mitchovitch l'*o*-éthylcyclohexanone et le propionylcyclopentane dont les semicarbazones fondent respectivement à 161-162° et 134-135°.

3° *Action de* $IMgCH^3$ *sur la chloro-2-méthyl-5-cyclohexanone-1.* — Cette réaction, étudiée par MM. Godchot et Bedos, sans isoler la chlorhydrine, a fourni à ces auteurs

deux cétones dont les semicarbazones fondent à 155 et à 122°. En opérant à froid, nous avons obtenu la chlorhydrine attendue, Éb. 87-89° sous 14-15^{mm}; $D_4^{19} = 1,0648$; $N_D^{19} = 1,480$, qui ne contient pas de produit cétonique, et dont le dérivé éthéromagnésien chauffé comme ci-dessus nous a donné deux cétones, la diméthyl-2.5-cyclohexanone (semicarbazone F. 160°), et l'acétyl-1-méthyl-3-cyclopentane (semicarbazone F. 132°).

Conclusions. — Dans l'action des dérivés organomagnésiens sur les chlorocyclohexanones, c'est le groupe cétonique qui réagit primitivement, il y a formation du dérivé éthéromagnésien d'une chlorhydrine qu'on peut isoler. C'est seulement par chauffage de ce dérivé que se produit une réaction secondaire évoluant en deux sens avec formation de deux cétones, l'une qui résulte d'une transposition avec réduction de cycle, l'autre qu'on a supposé provenir du remplacement direct de l'halogène par le radical de l'organomagnésien mais qui, en réalité, résulte d'une migration secondaire de ce radical.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur un nouvel exemple de réaction anormale du cyanure de potassium sur une cétone α chlorée.* Note de M. **Georges Richard**, présentée par M. Delépine.

Par agitation, une solution hydroalcoolique de cyanure de potassium réagit sur une solution éthérée de chloro-1-diphényl-1.2-éthanal pour donner un corps solide fondant à 77-78°. L'analyse lui attribue la formule brute $C^{15}H^{11}ON$. Si la réaction avait été normale, elle se serait réduite à une double décomposition : le corps ainsi obtenu aurait été le cyano-1-diphényl-1.2-éthanal $C^6H^5.CH(CN).CO.C^6H^5$. Mais ce corps est connu et décrit comme fusible à 95-96° [1]; d'ailleurs, un tel corps serait énolisable : or, ce n'est pas ce que j'ai observé. De plus, le cyano-1-diphényl-1.2-éthanal est soluble dans les alcalis qui le scindent en acide benzoïque et en cyanure de benzyle; le corps que j'ai obtenu est insoluble dans les alcalis. J'ai pensé être en présence d'une réaction analogue à celle du cyanure de potassium sur l'acétylacétate d'éthyle α chloré, dont le mécanisme a été démontré par MM. Favrel et Prévost [2].

D'après ces auteurs, la cétone chlorée réagirait tout d'abord comme un acide faible en donnant un dérivé potassé de la forme énolique et en libé-

---

(1) Meyer, *Journ. für Prakt. Chem.*, 52, 2e série, 1895, p. 116.

(2) Favrel et Prévost, *Bull. Soc. Chim.*, 49, 4e série, 1931, p. 243.

rant de l'acide cyanhydrique :

$$C^6H^5.CHCl.CO.C^6H^5 + KCN \rightarrow HCN + C^6H^5.CCl = C(OK).C^6H^5.$$

Ensuite, cet acide cyanhydrique réagirait sur la forme cétonique pour donner le chloro-1-cyano-2-diphényl-1.2-éthanal :

$$C^6H^5.CHCl.CO.C^6H^5 + HCN \rightarrow C^6H^5.CHCl.C(OH)(CN).C^6H^5.$$

La cyanhydrine ainsi formée, qui est la monochlorhydrine d'un glycol, perd facilement une molécule d'acide chlorhydrique dans le milieu alcalin que constitue le cyanure de potassium et l'on obtient le cyano-1-époxy-1.2-éthane

$$C^6H^5CH - C(CN)C^6H^5.$$
$$\diagdown O \diagup$$

L'anomalie de la réaction serait due à l'acidité de l'énol qui est du même ordre de grandeur que celle de l'acide cyanhydrique. Pour justifier cette formule j'avais tout d'abord tenté l'hydrolyse de la fonction oxyde d'éthylène par l'acide sulfurique à 5 pour 100 à l'ébullition pendant plusieurs heures : j'ai toujours retrouvé en fin de réaction le produit initial. J'ai ensuite fait agir le chlorhydrate d'hydroxylamine; j'ai obtenu un corps fondant à 161-162° auquel l'analyse attribue la formule $C^{15}H^{12}ON^2$ et dont je n'ai pas encore élucidé la constitution : l'oxime du cyano-1-diphényl-1.2-éthane fond à 198° en se décomposant. L'hydrolyse du corps fondant à 161° n'a jamais régénéré le cyano-1-époxy-1.2-diphényl-1.2-éthanal.

C'est l'action de l'aniline qui m'a permis d'arriver au but. J'ai chauffé pendant plusieurs heures le cyano-1-époxy-1.2-diphényl-1.2-éthane avec une quantité équimoléculaire d'aniline : il s'est dégagé de l'acide cyanhydrique. Du résidu j'ai extrait un solide, qui, après recristallisation dans l'alcool, fond à 97-97°,5. Il a pour formule $C^{20}H^{17}O^2N$. J'ai pensé que cê pouvait être du phénylamino-1-diphényl-1.2-éthanal. Son mélange avec du phénylamino-1-diphényl-1.2-éthanal préparé d'une autre manière [1] ne présente aucune dépression du point de fusion. La formation de ce corps s'accorde fort bien avec la formule d'un oxyde d'éthylène cyané. On peut admettre en effet qu'une molécule d'aniline se fixe sur le pont d'oxygène suivant le schéma :

$$C^6H^5.CH{-}C(CN).C^6H^5 + HNH.C^6H^5 \rightarrow C^6H^5.CH(NHC^6H^5).C(OH)(CN).C^6H^5.$$
$$\diagdown O \diagup$$

---

(1) MEYER, *Journ. für Prakt. Chem.*, 34, 2e série, 1886, p. 2.

Puis le phénylamino-1-diphényl-1.2-cyano-2-éthanal perd une molécule d'acide cyanhydrique en donnant du phénylamino-1-diphényl-1.2-éthanal :

$$C^6H^5.CH(NHC^6H^5).C(CN)(OH).C^6H^5 \rightarrow HCN + C^6H^5.CH(NHC^6H^5).CO.C^6H^5.$$

En résumé, cette réaction du cyanure de potassium sur le chloro-1-diphényl-1.2-éthanal est en tous points comparable à celle du cyanure de potassium sur l'acétylacétate α chloré et les conclusions que l'on peut en tirer sont identiques à celles de MM. Favrel et Prévost.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches sur les oxydes organiques dissociables. Sur deux termes d'oxydation réductibles, mais non dissociables du bis-(p-tolyl)-1.1'-diphényl-3.3'-rubène : les dérivés tétrahydro-bis-époxylé et dihydrodihydroxylé.* Note de M. **Léon Enderlin**, présentée par M. Delépine.

Lorsqu'on fait réagir l'iodure de magnésium en solution éthérée et à la température de 0°, sur une solution éthérée de l'oxyde dissociable du bis-(*p*-tolyl)-diphénylrubène, $C^{44}H^{32}(O^2)$, on obtient, à la suite d'une réaction analogue à celle qui se produit dans le cas de l'oxyde de tétraphénylrubène (1), un mélange de deux produits. Ces deux produits sont le bis-(*p*-tolyl)-1.1'-diphényl-3.3'-bis-époxy-1.1',3.3'-tétrahydrorubène et le dihydroxy-bis-(*p*-tolyl)-1.1'-diphényl-3.3'-dihydrorubène correspondants.

$C^{44}H^{32}[O^2]$.

Oxyde dissociable du bis-(p-tolyl)-1.1'-diphényl-3.3'-rubène.

C^6H^5 O C^6H^5 — C^6H^5 HO C^6H^5

$CH^3—C^6H^4$ O $C^6H^4—CH^3$ — $CH^3—C^6H^4$ OH $C^6H^4—CH^3$

(I). $C^{44}H^{32}O^2$.
Bis-(*p*-tolyl)-1.1'-diphényl-3.3'-*bis*-époxy-1.1',3.3'-tétrahydrorubène.

(II). $C^{44}H^{32}[OH]^2$.
Dihydroxy-bis-(*p*-tolyl)-1.1'-diphényl-3.3'-dihydrorubène.

Par analogie avec ce qui se passe dans la série du tétraphénylrubène (1) il convient de leur attribuer les formules (I) et (II).

---

(1) Dufraisse et Badoche, *Comptes rendus*, **191**, 1930, p. 104 et **193**, 1931, p. 63.

Comme leurs propriétés physiques sont très voisines, la séparation des deux produits est des plus pénibles. On ne la réussit qu'en faisant cristalliser lentement les solutions concentrées du mélange dans l'éther. Le dérivé époxylé a tendance à se déposer le premier, ce qui permet d'obtenir, peu à peu, des portions de plus en plus riches en ce composé. Le dérivé dihydroxylé s'accumule dans les eaux-mères et peut être obtenu pur, à son tour, grâce à une série de cristallisations fractionnées.

a. Le bis (p-tolyl) diphényl bis-époxytétrahydrorubène, qui constitue la majeure partie du produit de la réaction, cristallise en losanges massifs, exempts de solvant de cristallisation, et fondant au bloc Maquenne à 210°.

Ses propriétés sont tout à fait analogues à celles du tétraphényl-bis-époxytétrahydrorubène. Comme lui, il résiste à l'action de l'acide acétique bouillant, ce qui les distingue tous les deux des dérivés dihydroxylés correspondants. Comme lui aussi, il n'est pas dissociable sous l'influence de la chaleur, mais se réduit sous l'action du fer et de l'acide acétique en régénérant le bis (*p*-tolyl) diphénylrubène dont il dérive.

b. Le dihydroxy-bis (p-tolyl) diphényldihydrorubène se présente sous forme de prismes incolores. Purifié dans des solvants tels que l'éther, le benzène ou le sulfure de carbone, il contient du solvant de cristallisation et possède alors deux points de fusion, dont le premier, accompagné du départ du solvant, se trouve vers 200°. Quant au second, il ne peut être obtenu correctement à partir de cristaux ayant contenu du solvant; le chauffage nécessaire pour provoquer le départ de ce dernier entraîne, en effet, une décomposition partielle du produit. Dans la ligroïne, au contraire, la cristallisation se fait sans fixation de solvant, et le produit ainsi obtenu fond directement à 280° au bloc Maquenne.

Le dihydroxy-bis (*p*-tolyl) diphényldihydrorubène possède les propriétés caractéristiques présentées déjà par le dihydroxydihydrotétraphénylrubène.

Chauffé dans l'acide acétique bouillant pendant 10 minutes, il communique à la solution une belle fluorescence violette due à la formation, par perte de $2H^2O$, de l'hydrocarbure naphtacénique $C^{44}H^{30}$, à fluorescence violette, déjà décrit [1] :

$$C^{44}H^{32}(OH)^2 - 2H^2O \rightarrow C^{44}H^{30}.$$

Chauffé dans le vide à 275°, il perd 1^mol^ d'eau et donne le monoxyde $C^{44}H^{32}O$

(1) Léon Enderlin, *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 1332.

facile à distinguer du produit primitif par sa forme cristalline (1):

$$C^{44}H^{32}(OH)^2 - H^2O = C^{44}H^{32}O.$$

Pas plus que le dérivé époxylé précédent, ce dérivé dihydroxylé n'est dissociable; mais, traité par le fer et l'acide acétique bouillant, il régénère, lui aussi, le rubène dont il dérive:

$$C^{44}H^{32}(OH)^2 + H^2 \rightarrow C^{44}H^{30} + 2H^2O.$$

Le dihydroxy-bis (*p*-tolyl) diphényldihydrorubène doit pouvoir exister théoriquement sous plusieurs formes isomères. Les deux groupements (OH) peuvent en effet se placer soit en position 3.3′ à côté des tolyles, soit en 1.1′ à côté des phényles, soit l'un en 3 ou 3′ et l'autre en 1 ou 1′. La formule (II) ne représente qu'une de ces possibilités. Pratiquement on n'en a observé qu'une forme jusqu'à présent.

La description des dérivés bis-époxylé et dihydroxylé du bis (*p*-tolyl) diphénylrubène complète la série des composés oxygénés de ce rubène, connus jusqu'à présent. Se composant de l'oxyde dissociable $R(O^2)$, de l'oxyde non dissociable RO^2, du monoxyde RO, et du dérivé dihydroxylé $R(OH)^2$, cette série est aussi complète que celle du tétraphénylrubène lui-même.

Les résultats obtenus montrent que l'analogie des propriétés entre les deux rubènes est complète. Mais ils apportent, en même temps, une confirmation à l'hypothèse de Ch. Dufraisse (2) suivant laquelle les composés organiques doués de l'oxydabilité réversible, sont caractérisés par la propriété de pouvoir donner toute une série de termes d'oxydation intermédiaires.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques aryl-glycols*. Note de M. E. **Balla**, présentée par M. Delépine.

M. Prévost (3) a publié récemment une nouvelle méthode de synthèse des glycols α à partir des carbures éthyléniques correspondants : on fait réagir en solution benzénique l'iode sur le benzoate d'argent à raison d'un

(1) Léon Enderlin, *Comptes rendus*, **193**, 1931, p. 1432.
(2) Ch. Dufraisse, *Bul. Soc. Chim.*, 4e série, **53**, 1933, p. 792.
(3) *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1129.

atome-gramme d'iode par molécule-gramme de benzoate. Le complexe ainsi obtenu fournit, par ébullition prolongée avec le carbure éthylénique, l'éther dibenzoïque du glycol cherché; ce dernier est saponifié soit par la soude, soit par la baryte en milieu hydroalcoolique.

J'ai appliqué la technique à quelques homologues arylés ou diarylés de l'éthylène. Ceux-ci ont été préparés par déshydratation d'aryl-carbinols en présence d'une petite quantité de bisulfate de potassium. Ces aryl-carbinols eux-mêmes ont été obtenus par condensation d'aldéhydes et de magnésiens aromatiques. J'ai rencontré quelques composés déjà décrits, mais non préparés par cette technique, et des composés nouveaux. En voici la liste ainsi que leurs constantes physiques. Les rendements de ces préparations se sont toujours montrés satisfaisants.

I. *Phényl-glycol* : $C^6H^5.CHOH.CH^2OH$. — Le styrolène a été obtenu par déshydratation de l'alcool phényl-éthylique secondaire, provenant lui-même de la condensation de la benzaldéhyde et du bromure de méthyl-magnésium. L'ester dibenzoïque fond à 95° et le glycol à 66°. Ces corps sont déjà décrits. On indique respectivement 96-97° et 67-68°.

II. *α-Naphtyl-glycol* $C^{10}H^7.CHOH — CH^2OH$. — Le méthyl-α-naphtyl-carbinol a été obtenu par condensation de l'aldéhyde éthylique et du bromure d'α-naphtyl-magnésium. J'ai retrouvé pour lui et pour l'α-naphtyl-éthylène les constantes données dans la littérature. L'éther dibenzoïque de l'α-naphtyl-glycol, corps nouveau, fond à 107°, le glycol, nouveau lui aussi, fond à 114,5-115°.

III. *Phényl-1-(para-isopropyl-phényl)-2-glycol*

$$C^6H^5.CHOH — CHOH — C^6H^4.CH(CH^3)^2.$$

Seul le carbure éthylénique correspondant était connu; j'ai retrouvé le point de fusion 86° indiqué. L'alcool (bromure de phényl-magnésium et aldéhyde cuminique) fond à 42-42°,5; l'ester dibenzoïque fond à 217,5-218° (corr. 222°) et le glycol à 117,5-118°,5.

IV. *Phényl-1.α-naphtyl-2-glycol* $C^6H^5.CHOH — CHOH.C^{10}H^7$. — Ici, les trois produits intermédiaires et le corps final étaient inconnus. Le benzyl-α-naphtylcarbinol (bromure d'α-naphtyl-magnésium et phényl-acétaldéhyde) fond à 78,5-79°,2. Le carbure (phényl-1.α-naphtyl-2-éthylène) fond à 72,5-73°,5. L'ester dibenzoïque du glycol fond à 196,5-197° (corr. 201°). Enfin, le glycol fond à 95°.

On voit ainsi que la méthode de M. Prévost est fructueuse. Il est évident qu'elle permettra de préparer encore d'autres homologues.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Observations au sujet des substances qui modifient le faciès des cristaux se déposant à partir d'une solution.* Note [1] de M. L. **Royer**.

1. J'ai donné [2] quelques exemples de modifications du faciès de certains cristaux A quand ils se déposent à partir d'une solution renfermant une autre substance B. On sait qu'il doit y avoir entre A et B les mêmes relations de structure que celles qui existent dans l'orientation mutuelle de deux espèces qui n'ont en commun qu'une maille plane.

A ce point de vue l'exemple ci-dessous est remarquable.

L'acide succinique, de symétrie monoclinique, a dans son plan $p(001)$ une maille qui peut être définie par un rectangle de côtés 5,06 Å et 8,90 Å.

La maille du plan $p(001)$ de la muscovite est constituée par un rectangle de côtés 5,15 Å et 8,92 Å.

Malgré cette identité quasi totale des deux mailles planes, l'acide succinique ne donne aucun accolement régulier sur la muscovite, soit que les ions ne sont pas de même signe dans les deux plans $p(001)$ du mica et de l'acide succinique, soit que le mode d'enchaînement des éléments du cristal de muscovite est différent de celui des éléments du cristal d'acide succinique.

Le nitrate de sodium $NaNO^3$ rhomboédrique s'accole en cristaux orientés sur la muscovite; son plan $a^1(111)$ qui dans cet accolement coïncide avec le plan $p(001)$ du mica a une maille multiple définie par un rectangle de côtés 5,07 Å et $5{,}07\sqrt{3} \doteq 8{,}67$ Å.

L'iodure d'ammonium NH^4I cubique s'oriente également avec sa face $a^1(111)$ sur la muscovite; son plan $a^1(111)$ possède en effet une maille multiple rectangle de côtés 5,09 Å et $5{,}09\sqrt{3} = 8{,}70$ Å.

Voilà donc quatre substances : la muscovite, l'acide succinique, le nitrate de sodium, l'iodure d'ammonium dont les cristaux possèdent tous les quatre un plan quasi identique en forme et en dimensions.

Deux de ces substances ($NaNO^3$ et NH^4I) s'orientent sur la muscovite; l'acide succinique ne s'oriente pas sur ce mica.

On peut donc conclure que l'acide succinique, malgré les conditions géo-

---

(1) Séance du 26 février 1934.

(2) L. Royer, *Comptes rendus*, 198, 1934; p. 585.

métriques favorables ne se déposera pas en cristaux orientés sur les faces $a^1(111)$ de $NaNO^3$ et NH^4I.

En conséquence, on peut prévoir que l'acide succinique ajouté à une solution de NH^4I ou de $NaNO^3$ ne fera pas paraître sur les cristaux de ces deux corps les faces $a^1(111)$.

C'est bien ce qui a lieu.

Une solution de NH^4I dans l'eau et saturée en acide succinique abandonne des cristaux de NH^4I sous forme de cubes comme dans l'eau pure.

Dans les mêmes conditions $NaNO^3$ se précipite en rhomboèdres $p(100)$, identiques à ceux que l'on observe quand la solution ne renferme pas d'acide succinique.

Donc, si entre deux corps A et B l'épitaxie dipériodique ne se fait pas malgré l'identité géométrique de deux plans dans les cristaux A et B, on peut être certain que ces deux corps A et B mis ensemble en solution dans l'eau ne modifieront pas le faciès des cristaux qui se déposeront à partir de la solution.

2. Dans une Note précédente [1], j'ai énuméré les conditions auxquelles doit répondre un corps B qui, dissous dans une solution d'un autre corps A dans l'eau, fait paraître sur les cristaux de A une face (pqr) qui ne se forme pas dans la cristallisation de A à partir d'une solution dans l'eau pure.

Ces conditions sont nécessaires; elles peuvent ne pas être suffisantes.

Le fait qu'en présence de B on voit paraître sur les cristaux de A la face (pqr) qui en l'absence de B manque prouve deux choses :

a. que B abaisse la vitesse de croissance des cristaux de A dans la direction normale au plan (pqr);

b. que le taux d'abaissement de cette vitesse de croissance dans la direction considérée est assez élevé pour permettre à la face (pqr) de subsister au cours de la croissance du cristal en milieu fluide.

Or, si l'on peut affirmer qu'un corps B répondant aux conditions établies précédemment abaissera toujours la vitesse de croissance des cristaux de A dans la direction normale au plan (pqr), aucune loi actuellement connue ne permet de prévoir le taux d'abaissement de cette vitesse; seule l'expérience fera connaître dans chaque cas si la diminution de la vitesse est telle que l'on verra paraître le plan (pqr) comme forme extérieure sur le cristal.

---

[1] L. Royer, *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 185.

Il est vraisemblable que cet abaissement de la vitesse de croissance dans la direction normale du plan (pqr) sera d'autant plus intense que la quasi-identité qui doit exister entre deux plans des cristaux A et B est plus complète.

3. Quand les deux substances A et B ont même structure et même symétrie avec des paramètres voisins comme, par exemple, NaCl et KCl, le faciès des cristaux se déposant à partir d'une solution renfermant à la fois A et B n'est nullement modifié. On comprend pourquoi.

J'ai montré [1] que de pareilles substances donnent des orientations parallèles sur *toutes* leurs faces (épitaxie tripériodique).

Le corps B, dans ces cas, abaissera la vitesse de croissance des cristaux de A dans *toutes* les directions. Les vitesses de croissance relatives à *toutes* les faces se trouvant également affectées par la présence de B, tout se passera, en ce qui concerne les formes extérieures des cristaux A, comme si B était absent.

C'est bien ce que vérifie l'expérience.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur les cristaux liquides obtenus par évaporation rapide d'une solution aqueuse*. Note de M. **Paul Gaubert**.

Dans une Note précédente [2], j'ai montré qu'une solution de tartrazine, évaporée rapidement sur une lame de verre, donne des cristaux liquides, se présentant sous deux formes différentes. La production et la disparition du liquide cristallin se font brusquement ainsi que le passage d'une forme à l'autre, comme dans le cas des transformations polymorphiques. Par conséquent les phénomènes sont tout à fait différents de ceux qui ont été observés avec l'acide 10-bromophénanthrène-3-sulfonique ou avec une matière colorante la benzopurpurine [3]. Le but de cette Note est d'étudier les mélanges de tartrazine avec des matières colorantes et de voir si, parmi ces dernières, il en est donnant des cristaux liquides.

Le polymorphisme des cristaux liquides de tartrazine rappelle celui des

---

(1) *Bull. Soc. française de Minéralogie*, 51, 1928, p. 7-159.

(2) *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 1436.

(3) Les liquides biréfringents de phosphate de calcium que j'ai décrits autrefois (*Comptes rendus*, 174, 1922, p. 1115) sont de nature colloïdale.

diverses substances découvertes par O. Vorländer, bien que le mode de production soit différent. Ces cristaux correspondent à un hydrate, puisque ceux qui se déposent à l'état solide à la température ordinaire sont hydratés. Ils possèdent une couleur jaune orangé qui devient rouge orange lorsqu'ils sont placés dans un dessiccateur à acide sulfurique ou chauffés à l'air vers 40°. La perte d'eau ne modifie ni la forme, ni la transparence, ni l'orientation optique des cristaux, elle cause seulement quelques très fines cassures transversales et élève le polychroïsme. C'est à cause de cette identité des cristaux que je les ai tous considérés comme anhydres dans ma première Note.

La biréfringence des deux formes du liquide cristallin est élevé, bien que la forme nématique, obtenue avec une couche très mince, ne montre parfois que le blanc de premier ordre. Celle de la forme à coniques focales est plus forte et au moins égale à celle de la calcite. Contrairement à ce qui a lieu à la température ordinaire, à chaud, la forme à coniques focales passe à la forme solide au lieu de revenir à la forme nématique.

Les solutions aqueuses de tartrazine peuvent dissoudre un grand nombre d'autres matières colorantes qui passent dans les liquides cristallins au moment de leur formation en les colorant. Le polychroïsme des gouttes anisotropes de O. Lehmann et surtout celui des secteurs sphérolitiques de la forme à coniques focales est fortement augmenté. Le maximum d'absorption a lieu suivant n_g. Une faible quantité de matière étrangère (moins de 1/100e) ne trouble pas la formation des cristaux liquides, mais une proportion de 1/20e, et même moins, diminue les dimensions des gouttes anisotropes de O. Lehmann, qui fusionnées forment une bande très étroite passant souvent à l'état solide, sans qu'il y ait production de la forme à coniques focales.

Certaines matières étrangères élèvent la stabilité du liquide cristallin, ainsi, avec l'alizarine sulfonate de sodium, la forme nématique peut se maintenir plusieurs heures à la température ordinaire. Le coefficient d'absorption des matières colorantes diluées est plus élevé dans la forme nématique que dans celles à coniques focales, comme cela a lieu avec l'anisalaminocinnamate d'éthyle.

Beaucoup de matières colorantes sont des composés *para*, par conséquent elles possèdent une structure moléculaire rendant possible la production de cristaux liquides (D. Vorländer).

Par évaporation rapide d'une solution de matière colorante sur une lame de verre, il se produit suivant la nature de la substance :

1° des cristaux plus ou moins petits (chrysoïne, écarlate de Biebrich, etc.);

2° des gouttes liquides isotropes, très colorées plus ou moins visqueuses se fusionnant et coulant à la surface de la lame (violet hexaméthylé, chrysoïdine, etc.). Elles restent amorphes tout en se solidifiant ou cristallisent;

3° une seule substance m'a donné des cristaux liquides, c'est la crocéine brillante.

Avec cette matière colorante, beaucoup moins soluble dans l'eau que la tartrazine et presque opaque, les gouttes anisotropes de O. Lehmann sont très petites et donnent un liquide trouble, même sous une faible épaisseur qui au contact d'une aiguille donne de petits cristaux solides. Il est difficile de voir s'il y a formation de la phase smectique; ce qui est certain c'est qu'il se produit un corps visqueux dont la biréfringence peut être facilement mise en évidence. La rayure faite avec une aiguille montre sur ses deux bords une bande biréfringente dont toutes les parties ont la même orientation optique. Suivant sa longueur, l'allongement optique est négatif. Ce fait est à rapprocher de celui que j'ai constaté avec des corps mous cristallisés (paraffine, cire, etc.). La couche mince de matière, déposée en traçant rapidement un trait sur une lame de verre, forme aussi des bandes plus ou moins allongées, ayant la même orientation optique.

Il résulte de ce qui précède que les cristaux liquides de tartrazine se comportent, au point de vue de leur coloration artificielle, comme ceux des substances obtenus avec une masse fondue. Une autre matière colorante, la crocéine brillante donne aussi un liquide cristallin, bien que cette dernière soit peu soluble dans l'eau.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Analyse cristalline aux rayons X par une méthode de focalisation.* Note [1] de M. **Anatole Rogozinski**, présentée par M. Fred. Wallerant.

L'étude des corps amorphes, à l'aide des rayons X, exige des temps de pose relativement longs. Cette longue durée d'exposition est toujours gênante et peut même, dans certains cas, empêcher toute expérience. Il en est ainsi, en particulier, lorsque la substance étudiée évolue durant l'expo-

---

[1] Séance du 26 février 1934.

sition, ou bien subit des modifications sous l'action des rayons X qu'elle diffracte.

Pour éviter ces difficultés nous avons réalisé une méthode de focalisation dont l'application entraîne une réduction considérable du temps de pose. Cette méthode, particulièrement simple, pourra rendre, à notre avis, des services dans les recherches, au moyen des rayons X, sur des corps cristallisés, et surtout dans l'examen des poudres et des corps amorphes.

Soient O la source *ponctuelle* des rayons X, et Ox la direction de propagation d'un rayon quelconque. Disposons, normalement à l'axe Ox, un cerceau, de rayon R, dont le centre, situé sur l'axe, se trouve à une distance x_0 de la source. Le cerceau est constitué par la substance à étudier (fil métallique, poudre cristalline, liquide, etc.). Il est évident, dans ces conditions, que le cône des rayons diffractés par une famille de plans réticulaires de la substance a son sommet sur Ox, où il forme, par conséquent, un véritable foyer à une distance x de la source. *L'axe Ox apparaît ainsi comme une ligne focale, où viendra s'inscrire le diagramme du corps examiné.*

Les relations qui déterminent les distances réticulaires d sont les suivantes

(1) $$n\lambda = 2d\sin\varphi;$$

(2) $$\operatorname{tang}(2\varphi - \beta) = \frac{R}{x - x_0}, \qquad \operatorname{tang}\beta = \frac{R}{x_0},$$

φ étant l'angle de Bragg qui correspond à la distance réticulaire d, λ la longueur d'onde utilisée, n un nombre entier.

Pour obtenir le diagramme il suffit donc de disposer suivant l'axe Ox (la ligne focale) une bande étroite [1], de 1-2^{mm} de largeur, d'une pellicule photographique.

Nous avons pu ainsi, dans de mauvaises conditions expérimentales, obtenir en 30 secondes des diagrammes de Cu et d'Al.

Remarque I. — Notre méthode n'exige, en principe, l'emploi d'aucune fente ni collimateur. On place seulement une petite pastille de plomb en tête de la bande sensible pour empêcher le rayonnement X de l'impressionner directement.

---

[1] L'emploi d'une telle bande simplifie également la réalisation pratique de la méthode spectrographique proposée par Gouy (*Comptes rendus*, **161**, 1915, p. 765).

Remarque II. — La méthode est surtout applicable à des substances, caractérisées par de petites distances réticulaires. Si ces dernières dépassent une certaine valeur, on utilisera une radiation de longueur d'onde suffisamment grande.

Remarque III. — Tous les points du cerceau contribuent dans la même mesure à la formation de la tache focale, ce qui distingue essentiellement cette méthode de celle de Debye-Scherrer, où le faisceau des rayons X, délimité par un fin collimateur, frappe la substance sur une longueur relativement très faible.

Notons également que la méthode proposée diffère notablement de la méthode de focalisation de Seemann-Bohlin, dans laquelle la substance est disposée suivant une portion d'un cylindre de révolution, et où la focalisation s'opère le long d'une génératrice du même cylindre.

LITHOLOGIE. — *Forme de l'altération des feldspaths dans les arènes granitiques des Vosges.* Note de M. **A. S. Mihara**, présentée par M. L. Cayeux.

Les arènes formées par les granites des Vosges sont riches en fragments blancs, porcelanés, de feldspaths altérés. On a souvent pensé que ceux-ci étaient kaolinisés. Cependant, au microscope, on n'observe que des feldspaths calco-sodiques plus ou moins complètement séricitisés.

Pour préciser la question, j'ai entrepris l'étude microscopique et chimique du granite du Hohwald (Vosges), des feldspaths blancs de ses arènes et de ses produits d'altération.

L'analyse chimique des feldspaths blancs met en évidence une proportion de 55 pour 100 de feldspaths calco-sodiques pour 36 pour 100 de particules phylliteuses; il y a 9 pour 100 de silice libre. Dans le pourcentage des particules phylliteuses, la séricite entrerait pour 28 et la kaolinite pour 8, ce qui ferait, en gros, pour 100 parties de phyllite : 78 de séricite pour 22 de kaolinite. Il y a donc, bien qu'on ne la voie pas au microscope, de la kaolinite dans les feldspaths blancs et la proportion est loin d'être négligeable.

Le problème se pose de savoir si cette kaolinite existe déjà dans les parties profondes du granite où les feldspaths sont séricitisés sans que la roche elle-même soit désagrégée ?

Pour résoudre la question, j'ai procédé à l'analyse chimique de granites

profonds, l'un peu altéré (analyse A) et l'autre davantage (analyse B) qu'on pourra comparer, dans le tableau ci-dessous, avec l'analyse chimique d'un type sableux (analyse C) du même granite :

	SiO^2.	TiO^2.	Al^2O^3.	Fe^2O^3.	FeO.	MgO.	CaO.	Na^2O.	K^2O.	$+H^2O$.	MnO.	
A...	61,22	0,61	15,88	2,46	4,01	2,51	5,94	3,57	2,04	1,59	0,10	99,93
B...	61,62	0,60	15,82	3,30	3,25	1,84	4,84	4,41	2,54	2,00	0,12	100,34
C...	54,87	0,90	18,53	6,71	1,40	2,76	3,22	4,75	1,25	5,06	0,21	99,66

En me basant sur les calculs de la reconstitution virtuelle, je déduis que les deux premières roches (A et B) n'ont pas l'excès d'alumine qui autoriserait à penser que la kaolinite y préexiste; seule, la troisième (C) la met en évidence. Or, ce type de granite sableux doit son état aux actions superficielles.

J'en conclus donc que la kaolinite mise virtuellement en évidence dans les feldspaths blancs séricitiques doit elle-même son existence aux seules actions superficielles qui ont conduit à la désagrégation du granite.

LITHOLOGIE. — *Sur la composition chimico-minéralogique des roches basiques, intrusives ou métamorphiques, du Kasaï (Congo belge).* Note (1) de M. **M.-E. Denaeyer.**

Les roches granitiques de la collection rassemblée en 1909-1912, par M. R. Kostka, dans la partie sud-est du bassin du Kasaï, ont été étudiées par A. Ledoux (2). J'ai repris la suite de cette étude en ce qui concerne les roches basiques et me propose de donner ici les résultats généraux de mes observations (3).

Les roches intrusives comprennent des gabbros hypersthéniques à structure grenue ou ophitique et des dolérites passant parfois au basalte. Les dernières sont pour la plupart très silicifiées. Les gabbros renferment des

(1) Séance du 19 février 1934.

(2) *An. Soc. Géol. Belg., Pub. rel. au Congo belge*, 40, 1912-1913, p. 177-210.

(3) Dans le même temps et sans que j'en eusse connaissance, M. J. Thoreau étudiait une série de roches analogues, provenant de la même région et récoltées tout dernièrement. Il a fait l'exposé de ses recherches au Congrès de Washington, qui en a publié un résumé (*Int. Geol. Cong.*, 16e session, 1933, *Abst.*, p. 9). Nous avons confronté nos conclusions; concordantes dans l'ensemble, elles se complètent mutuellement dans le détail.

pyroxènes monocliniques et orthorhombiques pouvant s'associer en groupements microperthitiques ou micropegmatitiques et, accessoirement, de la hornblende verte et de la biotite. A ces roches se rattachent des anorthosites, des ariégites, une spessartite. Ces roches dérivent d'un même magma à tendance magnésienne, exaltée dans l'ariégite, comme le montrent les paramètres magmatiques (*a* à *e*) calculés, ainsi que les suivants, d'après les analyses de M. F. Raoult :

a. Gabbro α à hypersthène, rivière Kamwanga	III[5.4.(4)5.][1(2).1.2.2.]	An	63 % [1]
b. Dolérite β, rivière Mpoko	III[5.3'.4(5).][2.1.2.3.]	»	46
c. Basalte β, confluent Tshibaie-Lubilash	III[5.3.(4)5.][2.1'.2.3.]	»	32
d. Spessartite α, Kanda-Kanda	III['5.(3)4.4'.]['2.1.2.3.]	»	54
e. Ariégite, rivière Sakapenda	IV(V)[5.'5.0.](1)2.2.1'.1'.	»	100

A ces roches intrusives sont associées des amphibolites variées; les unes, banales, sont quartzo-feldspathiques; les autres, feldspathiques grenatifères. Le grenat y forme des phénoblastes; on y observe un diopside abondant, incolore en lames minces, et, accessoirement, de l'hypersthène. Le diopside peut prédominer et la roche passe à une pyroxénite feldspathique à grain très fin, renfermant de petites lamelles de biotite brune.

Tous les éléments de ces variétés sont recristallisés, autoblastiques et très frais; mais, parmi eux, on constate aussi la présence de plagioclases généralement allongés, plus ou moins troubles, souvent curvilignes, fort différents des autres et rappelant par leur aspect les plagioclases des dolérites ou des gabbros ophitiques. Ces feldspaths semblent être des restes de roches (gabbros et dolérites) dont la transformation a donné ces amphibolites et ces pyroxénites. La comparaison des analyses et des paramètres des roches métamorphiques (*f* à *i*) avec ceux des roches intrusives précédentes ne laisse aucun doute à cet égard.

Je signalerai une dernière variété correspondant vraisemblablement aux conditions d'une zone métamorphique moins profonde : une orthoamphibolite à zoïsite, à structure nématoblastique, contenant de gros phénoblastes de grenat; la zoïsite s'y présente en longs prismes grêles. Les paramètres (*i*) sont également ceux d'un gabbro.

---

[1] Anorthite % du plagioclase moyen calculé.

f. Ortho-amphibolite quartzo-feldspathique, ruisseau Kadenga-Ndenga	III[4(5).'4.4'.][(1)2.1.2.3.]An 55°/₀
g. Ortho-amphibolite feldspathique grenatifère, vallée de la Lukulu.............	III[5.(3)4.4(5).][2.1.2.3.] » 53 »
h. Ortho-pyroxénite quartzo-feldspathique à biotite, chute de la Luisa...........	III[4'.4.3(4).][1(2).1.2.'3.] » 82 »
i. Ortho-amphibolite à zoïsite et grenat, village Mpagi......................	III[5.4.(4)5.]['2.(1)2.2.3.] » 65 »

Certains échantillons d'ortho-amphibolite à grenat montrent, au microscope, des phénomènes d'imbibition par une solution granitique; on assiste à l'envahissement de l'amphibolite par une micropegmatite qui dissocie la hornblende et le pyroxène, isolés en nids ou éparpillés dans le magma acide, tandis que les grenats se résorbent et que les plagioclases anciens, signalés plus haut, sont séricitisés. En certains points, les constituants de la micropegmatite se développent, perdent leur orientation uniforme et font figure d'éléments d'un granite. On aboutit ainsi à une roche de composition granitique, à microcline, possédant encore une structure pegmatitique et renfermant de la hornblende verte à contours déchiquetés et de la biotite verte. Le calcul magmatique rend compte de l'évolution du phénomène : les paramètres de *j* sont ceux d'un granodiorite, les paramètres de *k*, ceux d'un granite akéritique.

j. Amphibolite envahie par la micropegmatite, entre le ruisseau Kashibwe et le village Mwine Mpamba........................	II'.'4.'3.3.(4).[2'.1.2.4.]An 39 °/₀
k. Roche micropegmatitique granitoïde à amphibole et biotite vertes, au nord du village Bena Kasenga..........................	I(II).4.'2.'4.[2'.1'.2.4.] » 14 »

Enfin je ferai mention (momentanément sans commentaires) d'une roche qui constitue le mont Musungu, près de Satshigoia : elle est d'un rouge foncé, à grain variable, moyen à fin, et formée par du grenat xénomorphe rouge groseille, de la magnétite sidéronitique et de l'hypersthène très coloré, subautomorphe. Ces minéraux sont distribués irrégulièrement et baignent, par endroits, dans du quartz qui paraît d'origine filonienne.

PÉDOLOGIE. — *Sur l'existence de paléo-sols dans des dépôts quaternaires de la vallée de la Sarre et sur leur nature.* Note de M. **Erhart**, présentée par M. L. Cayeux.

Il existe aux environs de Pisdorf des témoins de plusieurs anciennes terrasses de la Sarre. La plus ancienne de ces terrasses (terrasse de 60^m) est recouverte par d'épais dépôts argilo-sableux, de couleur grise uniforme, à grain très fin, sans stratification apparente.

La position de ces dépôts sur la haute terrasse de la Sarre, leurs caractères particuliers, font naître la présomption qu'il s'agit de dépôts éoliens synchroniques du lœss de la vallée du Rhin. Cette idée est confirmée par l'existence, dans le sein de ces dépôts, de paléo-sols ou sols enterrés qui sont, compte tenu des particularités des matériaux aux dépens desquels ils se sont formés, tout à fait homologues des paléo-sols que nous avons décrits dans le lœss d'Aachenheim ([1]).

Nous avons trouvé jusqu'à présent dans la région de Pisdorf trois paléo-sols superposés. L'inférieur est un sol brun noir, épais d'environ 1^m, très humifère, de structure grumeleuse. Il a un aspect uniforme sur toute son épaisseur et ne montre aucune trace de dégradation forestière. C'est un véritable tschernoziome ou sol de steppe. Les deux paléo-sols supérieurs sont, par contre, des sols forestiers bien caractérisés. Chacun d'eux présente les particularités morphologiques suivantes : l'horizon supérieur A est représenté par une couche humifère de couleur brune, épaisse d'environ 50^{cm}.

En dessous vient un horizon éluvial B, épais de 80^{cm} environ, complètement décoloré et blanchi, lessivé et déferrifié. Suit un horizon illuvial B_1 qui est constitué par un Ortstein ferrugineux, puissant de 50 à 60^{cm}, cimenté en un banc compact et très dur. Vient enfin la roche mère C.

Les paléo-sols de Pisdorf présentent donc, comme ceux d'Aachenheim, un type sol de steppe et un type sol forestier.

Cependant les sols forestiers ont ici des caractères morphologiques très différents des sols forestiers d'Aachenheim. Cela tient à une différence dans la constitution chimique des matériaux dont ils proviennent. Les lœss d'Aachenheim sont toujours très calcaires et ont une réaction légère-

---

([1]) *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 554.

ment alcaline (pH = 7 à 8), tandis que les dépôts de Pisdorf ne sont pas du tout calcaires et ont une réaction légèrement acide (pH = environ 6).

En conséquence, on voit qu'à Aachenheim la dégradation forestière s'est manifestée par une décalcification plus ou moins totale du sol (formation des poupées du lœss = Ortstein calcaire) sans qu'il y ait eu un phénomène de migration du fer ou de l'humus, lesquels éléments sont restés intimement mélangés aux particules colloïdales du sol pour lui donner sa couleur brune uniforme. Dans les dépôts de Pisdorf au contraire, la dégradation forestière s'est manifestée par une lessivation et une déferrification intense dont l'Ortstein ferrugineux est la conséquence immédiate. Ce sont des sols du type podzolique.

Ainsi on peut conclure que les dépôts étudiés dans la vallée de la Sarre attestent par leur position et par les caractères pédologiques des sols qu'ils renferment, non seulement l'origine éolienne des matériaux et le synchronisme avec le loess de la vallée du Rhin, mais encore affirment une similitude, au moins grossière, des conditions climatiques et phytogéographiques entre les deux versants des Vosges durant la période de formation du lœss. Si les sols qui se sont formés à cette époque et postérieurement, sont différents dans les deux cas, cela tient à la nature de la roche mère et non à des différences de climat ou de végétation. Dans un cas les sols forestiers évoluent vers ce que les auteurs allemands appellent des *Braunerden* ou *braune Waldböden*. Dans l'autre cas il se forme des sols à caractères podzoliques.

GÉOLOGIE. — *Sur quelques roches éruptives et cristallophyliennes amenées par le Trias d'Ouezzan (Maroc).* Note de MM. **Jacques Bourcart** et **Georges Choubert**.

Le Trias, dans la région d'Ouezzan, se présente sous différentes formes qui, par ordre de fréquence, sont : 1° apparitions confuses au centre d'anticlinaux à noyaux perçants; 2° lames interposées suivant des failles ou des lignes de contact anormal; 3° fragments d'écailles, où il paraît exister des niveaux définis (Aïn Défali, Chaouia des Masmoudas) (¹). Les termes reconnus dans ce dernier cas sont, de bas en haut : *a*, schistes à séricite,

(¹) J. Bourcart, *Livre jubilaire Soc. Géol. Fr.*, 1930, p. 192.

surmontés quelquefois par des grès rouges, marbres ou dolomies cristallines blanches; *b*, argiles bariolées intercalées de calcaires noirs fétides, sel et gypse et *sills* d'ophite; *c*, cargneules souvent aussi en contact avec des ophites; *d*, calcaires fins gris clair (Trias ou Rhétien?).

Dans les apparitions du premier et du deuxième type, on récolte, sur quelques mètres de terrain, les roches les plus variées. Plusieurs auteurs, et dernièrement M. Daguin [1], ont montré qu'on peut trouver dans ce complexe des roches éruptives, des gneiss et des roches sédimentaires (du Primaire au Miocène).

Parmi les roches que nous avons étudiées, provenant de différents gisements, se trouvent des calcaires marmoréens à albite (qui résultent peut-être du métamorphisme de contact) et des schistes ressemblant à ceux des successions régulières, une très grande variété de roches éruptives et cristallophyliennes, appartenant, dans le même gisement, à des familles très différentes. Ce sont des boules de quelques mètres cubes ou des blocs de forme arrondie, à patine brunâtre.

La série de ces roches et les phénomènes qu'elles présentent sont remarquablement analogues à ceux du bassin de la Tafna et d'autres régions algériennes, magistralement décrites par Louis Gentil dans sa Thèse et de nombreuses publications [2] :

1° des *granites alcalins* leucocrates à biotite chloritisée ou à muscovite, albitisés et séricitisés; un *microgranite alcalin* leucocrate, à quartz pœcilitique; des *granites calcoalcalins* recristallisés, passant aux orthogneiss à structure plus ou moins granoblastique et à feldspaths résiduels, tantôt à muscovite, tantôt à biotite, ou enfin à clinochlore, mais généralement assez leucocrates; une *syénite* leucocrate albitisée à biotite partiellement chloritisée; des *monzonites* à amphibole avec ou sans biotite; une *diorite quartzique* leucocrate, légèrement granoblastique et une *diorite* à augite et biotite; des *gabbros*, tantôt séricitisés, à augite et hornblende intactes, tantôt à feldspaths (bytownite) frais, mais à augite ouralitisée; ils peuvent être dipyrisés;

2° des *gneiss* et des *leptynites à grenat et sillimanite*, des *gneiss à corindon* et des *orthoamphibolites;*

---

(1) *Contribution à l'étude géologique de la région prérifaine* (Maroc occidental). *Thèse*, Paris, 1927, p. 91-97.

(2) *Esquisse stratigraphique et pétrographique du bassin de la Tafna* (Algérie). *Thèse*, Alger, 1902, p. 210-274.

3° des *épisyénites* ([1]) variées, qui paraissent provenir de la transformation de monzonites, de diorites ou de gabbros ophitiques, *des « ophites »* plus ou moins décomposées et une *phonolite à haüyne* (tertiaire ?).

Le principal intérêt de ces roches est de montrer souvent trace de deux métamorphismes différents, séparés par un stade d'écrasement. L'un d'eux, précédé quelquefois d'un premier écrasement, est de caractère profond ; il a donné naissance aux granites granoblastiques, gneiss et amphibolites. Après cette phase antécambrienne (?) la plupart de ces roches, à l'exclusion de celles de la troisième série, ont subi un écrasement d'intensité variable pouvant donner de véritables mylonites. Enfin, elles ont, presque toutes, subi des transformations se traduisant par la recristallisation du quartz écrasé, l'albitisation et la séricitisation des feldspaths, la chloritisation de la biotite et l'apparition de minéraux nouveaux : chlorites variées, dipyre, prehnite, épidote, calcite, oligiste, etc.

La présence de ces roches pose de nombreux problèmes :

1° les roches des deux premières séries appartiennent manifestement au socle cristallin, probablement même les diorites et gabbros, que Gentil considérait, en Algérie, comme post-triasiques. Mais quel est l'âge de celles de la troisième série qui ne sont jamais écrasées ? Ces roches ne sont nulle part en position normale (sauf quelquefois les ophites). Deux faits pourraient circonscrire le problème : dans la région des Djebalas, où l'Éocrétacé affleure largement, aucun pointement éruptif ne le traverse. En outre, son conglomérat de base montre, en certains points, des cailloux de dolérites.

2° la dernière transformation de ces roches est-elle due à une cause unique ? Il nous semble plus probable qu'il faut la rapporter à des processus successifs : métamorphisme faible, probablement général, qui paraît être antérieur au Trias (qui n'est pas transformé) et postérieur aux schistes à séricite de sa base ; puis actions de pneumatolyse ou même d'autopneumatolyse et actions hydrothermales. Ces dernières seraient, en totalité ou en partie, le fait du cycle orogénique tertiaire, qui n'entraîne plus d'écrasement appréciable.

3° enfin, par quel mécanisme des roches plus anciennes que le Trias ont-elles pu monter à la surface avec celui-ci ? Sauf pour celles qui font partie

---

([1]) Ces roches, découvertes par M. Lecointre en 1914, ont fait l'objet de plusieurs Notes de M. R. Abrard (*Comptes rendus*, 170, 1920, p. 603 ; *Bul. Soc. Min. Fr.*, 43, 1920, p. 244).

d'écailles du type 3, nous ne pouvons qu'adopter l'idée de M. Gignoux de recouvrements profonds ([1]), en écartant, à cause des dimensions de certains blocs, celle de conglomérats post-triasiques qui ne sont pas connus dans la région.

GÉOLOGIE. — *Sur les relations géologiques et géographiques de l'Hindou-Kouch et du Pamir.* Note de M. **Raymond Furon**, présentée par M. L. Cayeux.

En 1926, dans ma Thèse ([2]), j'ai décrit la zone occidentale de l'Hindou-Kouch et commencé à établir sa liaison avec la zone orientale et le Pamir.

J'ai pu établir dès cette époque les particularités de la faune de Fusulinidés de l'Ouralo-Permien, l'âge triasique et rhétien des séries volcaniques, l'âge liasique des couches à Végétaux, l'existence de mouvements orogéniques post-jurassiques, la présence d'une discordance néogène indiquant deux séries de mouvements alpins, les plus anciens post-nummulitiques comportant des venues granitiques ayant métamorphisé des calcaires crétacés.

Au point de vue géographique, on avait coutume de décrire séparément l'Hindou-Kouch et le Pamir.

De nombreux géologues russes ont récemment étudié les montagnes du Pamir et ce qu'ils ont publié de leurs observations ([3]) me permet d'étendre mes interprétations antérieures et d'en tirer les conclusions suivantes :

Stratigraphie : les couches du Pamir sont les mêmes que celles de l'Hindou-Kouch occidental. La série complète s'établit ainsi :

Précambrien : roches cristallines et cristallophylliennes, schistes et cipolins. *Discordance.*

Cambro-Silurien à Trilobites et Brachiopodes dans le Pamir; *Dévonien* à *Spirifer*; *Anthracolithique* à Fusulinidés, nepermettant pas de subdiviser le Permien (Hindou-Kouch et Pamir).

Mouvements hercyniens et discordance.

Trias : volcanique dans l'Hindou-Kouch occidental, marin dans le Pamir. *Lias* à Végétaux surmonté dans le Pamir par du *Jurassique* marin.

([1]) *Livre jubilaire Soc. géol. Fr.*, 1930, p. 331.

([2]) *L'Hindou-Kouch et le Kaboulistan. Contribution à l'étude géologique et géomorphogénique de l'Afghanistan*, Paris.

([3]) D. Nalivkin, *Trans. Geol. Prosp. Serv. U.S.S.R.*, Moscou 1932, fasc. 182, 104 pages; G. Yudin, *Bull. geol. Prosp. U.S.S.R.*, Moscou, 51, 1932, p. 635-643.

Mouvements post-jurassiques : leur existence et leur durée que j'avais signalées en 1926 sont entièrement confirmées par les géologues du Pamir.

Crétacé : inférieur, surtout continental et lagunaire; supérieur, marin, continué par le *Nummulitique* marin.

Mouvements alpins : une première série, vers la fin du Nummulitique et une seconde au cours du Néogène. La mise en place de certains granites date de la première série dans l'Hindou-Kouch et dans le Pamir.

Néogène et Quaternaire : grandes épaisseurs de conglomérats fluviatiles et épisodes glaciaires.

Structure tectonique et orographie. — *Le Pamir et l'Hindou-Kouch constituent un seul et même massif, appartenant à une seule et même unité structurale.*

L'ensemble représente un grand anticlinorium dont la couverture tertiaire, secondaire et primaire a été érodée dans la partie centrale. Cette zone axiale (SW-NE) dépassant 7000^{m} d'altitude est constituée par le noyau antécambrien; elle s'ennoie à ses deux extrémités dans des zones de flexure où la série sédimentaire est conservée. Cette zone axiale est complètement ceinturée par une auréole de terrains primaires; elle est bordée, au Nord, à l'Est et à l'Ouest, par des terrains plus récents, secondaires et tertiaires.

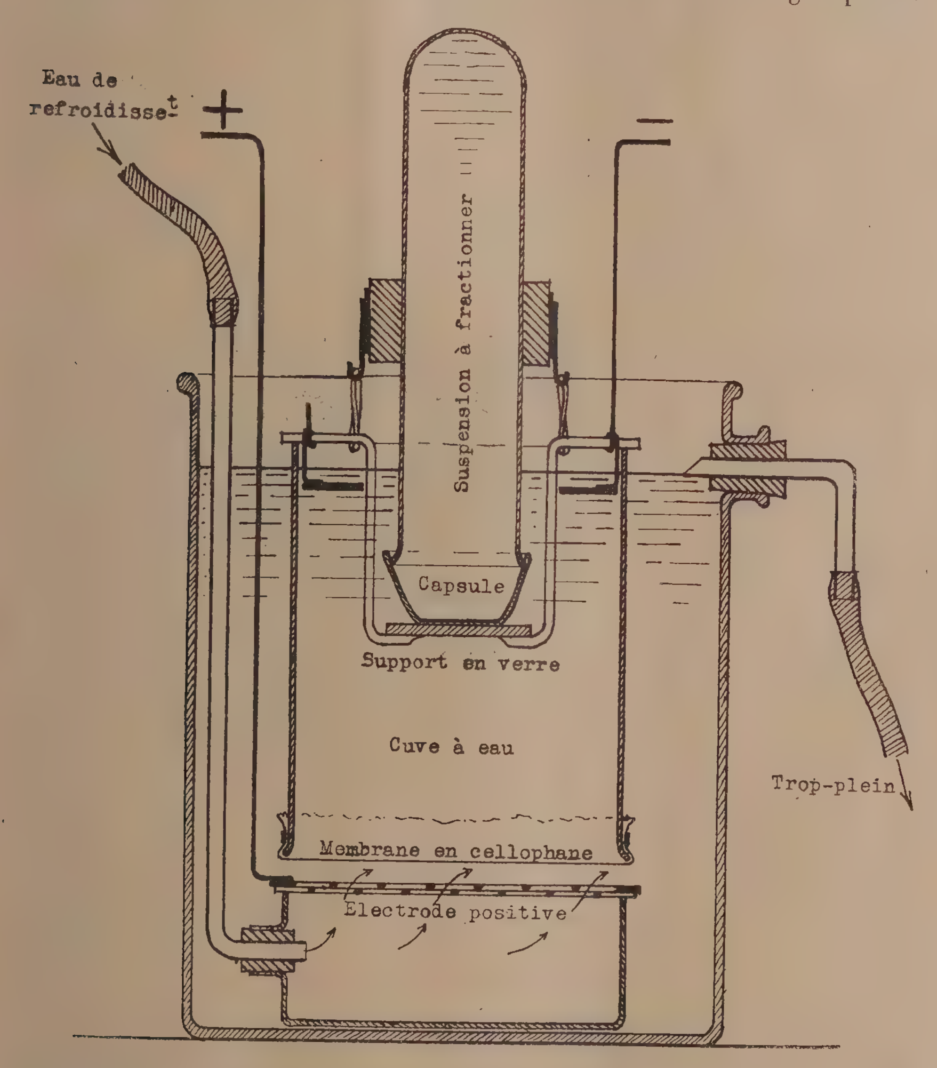
L'orographie générale apparaît dominée par une ligne de hauts reliefs, dirigée SW-NE, ininterrompue sur 600^{km} : c'est l'Hindou-Kouch, situé sur la bordure méridionale du massif, avec sa ligne de hauts sommets atteignant 7750^{m}. La zone septentrionale est constituée par des reliefs secondaires, les uns parallèles à l'Hindou-Kouch, comme les chaînes du Grand Pamir qui ne dépassent pas 7000^{m}, les autres perpendiculaires, comme les Monts Khodja Mohammed.

GÉOLOGIE. — *Sur la séparation des divers constituants des argiles.* Note (¹) de M. Pierre Urbain, présentée par M. Ch. Jacob.

Les argiles et les sédiments analogues comportent des *minéraux cristallisés*, insolubles dans l'eau et faiblement adsorbants, des *matériaux colloïdaux*, pseudo-solubles et très adsorbants, et des *électrolytes*, solubles et adsorbables. En général, le sédiment est imbibé par une solution aqueuse

(¹) Séance du 26 février 1934.

renfermant une partie des électrolytes, le reste étant adsorbé par les colloïdes. La réaction de cette solution, la valeur du rapport *électrolytes dissous/électrolytes adsorbés* et l'importance relative des trois groupes de



constituants énumérés ci-dessus sont les facteurs essentiels des propriétés des argiles, et en particulier de leur imperméabilité (¹).

(¹) P. Urbain, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1036.

Dans ces conditions, la séparation des constituants des argiles est d'un haut intérêt pour le géologue et le géochimiste. La méthode couramment employée consiste à disperser le sédiment dans l'eau, et à le fractionner par décantation simple ou par centrifugation; mais elle est longue et pénible : après 30 lavages suivis d'autant de centrifugations, on sépare au plus 90 pour 100 des colloïdes présents, et ils ne sont pas encore débarrassés d'électrolytes (¹). Les méthodes qui font intervenir des agents chimiques sont à rejeter, car elles modifient la composition et même la nature des différents constituants.

Pour améliorer le rendement des séparations, nous avons songé à utiliser les propriétés électriques des colloïdes, si souvent mises à profit au laboratoire (²) et dans l'industrie.

On disperse 5 à 20^{g} d'argile dans 500^{cm^3} d'eau distillée. La suspension est centrifugée trois fois; le liquide surnageant renferme la majeure partie des électrolytes. Le sédiment, qui réunit les minéraux cristallisés et les colloïdes, est remis en suspension dans une éprouvette, complètement remplie d'eau distillée et fermée par une capsule renversée s'adaptant exactement sur elle, grâce à un rodage de quelques millimètres de hauteur. L'éprouvette ainsi fermée est retournée sur une cuve pleine d'eau distillée, la capsule obturatrice reposant sur un support la maintenant à 10^{cm} au-dessus du fond. Les minéraux cristallisés, plus denses que les colloïdes, se rassemblent dans la capsule. Un champ électrique dirigé de bas en haut, et pouvant atteindre 100 volts/centimètre (au total 1500 volts) peut être établi entre deux électrodes métalliques placées, l'une sur le fond de la cuve (+), l'autre immédiatement au-dessous de la surface de l'eau (—). On relève alors doucement l'éprouvette, et les colloïdes diffusent lentement sans que l'éprouvette se vide d'eau, car elle fonctionne comme un tube manométrique. L'intensité du courant augmente progressivement et peut atteindre 250 milliampères en fin d'expérience : à ce moment, tous les colloïdes chargés négativement ont été entraînés vers l'électrode positive, contre laquelle ils ont coagulé en se déchargeant. Le champ contrarie la chute des colloïdes positifs qui restent en suspension. Quelques précautions (refroidissement extérieur de la cuve, interposition d'une membrane de cellophane entre l'électrode positive et l'eau de la cuve, etc.) permettent de réduire l'influence perturbatrice des courants de convection et des dégagements gazeux. On décante alors le liquide, et l'on répète l'expérience sur les minéraux cristallisés retenus dans la capsule et sur les colloïdes négatifs coagulés. Enfin, deux électrodyalises par les procédés ordinaires permettent de débarrasser de toute trace d'électrolytes les colloïdes des deux signes.

En définitive, 12 opérations seulement permettent d'obtenir une fraction

(¹) M. Whitney, *Chimie colloïdale des sols*, in R. H. Bogué, p. 21-42.

(²) Voir notamment : N. Chroucroun, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 777.

cristalline complètement lavée, une fraction colloïdale enrichie en particules positives (hydroxydes métalliques), une fraction colloïdale enrichie en particules négatives (silicates d'alumine hydratés) et une solution saline. Ces quatre fractions peuvent être analysées séparément, ce qui donne, sur l'argile traitée, des renseignements que l'analyse globale est incapable de fournir.

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Sur la mesure du champ électrique terrestre et de ses variations.* Note de M. **G. Grenet**, présentée par M. Ch. Maurain.

On admet généralement que les appareils utilisés pour la mesure du champ électrique terrestre et de ses variations lentes ne permettent pas de mesurer les variations brusques de ce champ. Cette façon de voir tient à ce qu'on néglige de tenir compte de l'influence électrostatique du champ électrique sur le collecteur de potentiel, ce qui n'est pas justifié.

Considérons une installation de mesure comportant un collecteur de potentiel et un dispositif d'enregistrement. La théorie élémentaire fait intervenir : un coefficient a reliant le potentiel V au champ électrique H ($V = aH$), la capacité C du système isolé et un coefficient caractérisant le débit du collecteur. Je ferai intervenir de plus le coefficient d'influence D du champ sur le collecteur. Ce coefficient est tel que le champ électrique H induit sur le collecteur une charge électrique $Q = -DH$.

Dans ces conditions la charge portée par le système isolé est

$$Q = CV - DH. \tag{1}$$

Lorsque le collecteur est en équilibre avec le champ on a

$$V = aH, \tag{2}$$

donc

$$Q = (C.a - D)H. \tag{3}$$

Ces relations permettent de calculer la façon dont le collecteur suit une variation brusque du champ. En admettant que la variation ΔH du champ soit assez rapide pour que la charge totale portée par le système isolé ne varie pas, on trouve facilement que la variation du potentiel du conducteur est

$$\Delta V = \frac{D}{C.a} a \Delta H.$$

On voit donc que les installations utilisées pour mesurer les variations lentes du champ électrique sont également sensibles à ses variations brusques.

Pour que le collecteur suive fidèlement toutes les variations du champ il suffit qu'on ait $D = C.a$; dans ce cas la charge totale du système isolé est nulle, la prise de potentiel n'a aucune charge à écouler, ce qui fournit une seconde explication de la mise en équilibre sans retard.

On peut réaliser parfaitement cette condition en utilisant comme collecteur une perche isolée portant une prise de potentiel placée en un point convenablement choisi et non à son extrémité suivant l'habitude.

On a donc la possibilité d'étudier dans le détail les variations du champ électrique au moyen d'installations simples, à condition toutefois d'utiliser un électromètre de période assez faible pour ne pas introduire une nouvelle cause de retard.

BOTANIQUE. — *La végétation du massif des Seksaoua (Grand-Atlas occidental).* Note [1] de M. Louis Emberger, transmise par M. Flahault.

Le massif des Seksaoua forme les hautes montagnes les plus occidentales du Grand-Atlas. Accessible depuis peu, sa végétation était inconnue. J'ai parcouru ce pays l'été dernier [2] et fait l'ascension des plus hauts sommets (Tinerguet, 3555^m; Aoulime, 3475^m; Ras Moulay Ali, 3350^m; Cheïf Ouaou Sarmelt, 3000^m). Le massif est entièrement cristallin, à l'exception des basses altitudes et de quelques bancs étroits entre 3000 et 3500^m, qui sont calcaires.

A l'Ouest et au Sud, la forêt d'Arganiers couvre les pentes. Dans la vallée des Aït Moussa ouverte au Sud-Ouest, l'Arganier atteint 1250^m, mais en abordant le haut massif par la vallée des Aït Driss, l'aridité du climat diminuant rapidement, l'Arganier disparaît dès 950-1000^m et s'élève rarement plus haut.

Le versant nord du massif est recouvert, jusqu'à 1000^m (Col du Machou), par la Savane, très dégradée, d'*Acacia gummifera* et de *Zizyphus Lotus*, homologue de la forêt d'Arganiers. Elle constitue, avec l'Arganier, l'étage méditerranéen aride.

(1) Séance du 5 février 1934.

(2) Accompagné de J. Dresch.

A ces groupements succède, partout, une Callitriaie à *Genista myriantha* plus ou moins entremêlée de *Juniperus phœnicea* et d'*A. gummifera*; çà et là, *Pistacia atlantica* et *P. Lentiscus*, *Rhus oxyacantha*, *Ceratonia*, *Atractylis cæspitosa*, des colonies d'Halfa. *Juniperus phœnicea* n'est pas réparti sans règle; moins thermophile que *Callitris* il apparaît d'abord au fond des ravins et sur les versants nord, à la limite supérieure de la Callitriaie, il est sur tous les versants. La Callitriaie-Juniperaie cesse, en général, à 1400-1450^{m}; elle caractérise l'étage méditerranéen semi-aride (¹).

Le Chêne-vert (*Q. Ilex*) vient ensuite. Ce Chêne, très plastique, atteint, suivant les versants, 2800-2900^{m}. Dégradée sur d'immenses surfaces, cette forêt n'est conservée que sur les pentes très raides des régions supérieures. L'étude met en évidence deux horizons altitudinaux; le premier, inférieur, très mutilé, correspondant à l'étage méditerranéen tempéré classique, où règne aujourd'hui *Adenocarpus anagyrifolius;* le deuxième, supérieur, dégradé aussi, constituant l'étage méditerranéen humide. Le Chêne-vert forme ici la limite supérieure des forêts. Ce cas est très remarquable, car partout ailleurs, dans les chaînes de l'Atlas ce rôle est tenu par *Juniperus thurifera*, qui manque complètement ici et n'apparaît qu'à l'Est du massif du Tichka, comme l'a vu Jean Dresch. Au Chêne-vert succède donc ici directement l'étage méditerranéen de haute montagne, avec ses xérophytes épineux typiques (*Cytisus Balansæ*, *Alyssum spinosum*, *Arenaria pungens*, etc.). Cet étage est particulièrement bien développé sur le Ras Moulay Ali dont le sommet est en grande partie complètement soustrait au pâturage, grâce à des circonstances très rares en Afrique du Nord (²). La flore y est remarquable, non par l'endémisme qui est relativement peu prononcé, mais parce que nous retrouvons ici, à l'extrémité occidentale siliceuse du Grand-Atlas, bon nombre de plantes du Grand-Atlas et du Moyen-Atlas orientaux calcaires, telles *Andryala Agardhii*, *Matthiola scapifera*, *Lonicera pyrenaica*, *Cirsium flavispina*, *Hippocrepis* cf *Liouvillei*, etc. Les combes herbeuses du Tichka sont peuplées d'un mélange d'espèces du

(¹) Le Col du Machou est dans la Callitriaie.

(²) Les populations qui détiennent le droit de pâturage sur le Ras Moulay Ali négligent cette montagne, car elles disposent, au moment où elles pourraient y mener les troupeaux, des grandes combes herbeuses du massif du Tichka (sources du N'fis), de qualité supérieure. Le sol et la végétation du Ras Moulay Ali sont, pour cette raison, en excellent état; nous avons vu ici, pour la première fois au Maroc, un sol de haute montagne mûr, en équilibre avec le climat.

Grand-Atlas central siliceux et du Grand-Atlas oriental calcaire avec *Nardus stricta*, *Gentiana verna*, *Deschampsia cæspitosa*, *Carex intricata*, *Botrychium Lunaria*, etc. Enfin, un certain nombre d'espèces, dont on remarque la grande abondance dans les hautes montagnes marocaines, telles *Astragalus Ibrahimianus* et *Ormenis scariosa* sont extrêmement rares ou manquent complètement dans le massif des Seksaoua.

Le massif des Seksaoua constitue indiscutablement un *secteur* propre du Grand-Atlas; le comportement du Chêne-vert formant limite forestière, l'absence complète de *J. thurifera*, l'extrême rareté d'espèces comme *Ormenis scariosa* et *Astragalus Ibrahimianus*, si répandues aux hautes altitudes, l'existence d'une flore ayant plus d'affinité avec le Grand-Atlas oriental et le Moyen-Atlas qu'avec le Grand-Atlas central voisin, sont des traits vigoureux. Nous ajoutons que la limite supérieure des forêts n'est nulle part plus basse dans tout le Grand-Atlas.

Explications : Le Genévrier thurifère est, en Afrique du Nord, l'arbre spécifique du climat méditerranéen semi-aride froid, climat sec et continental (¹), qui ne peut se différencier que dans les montagnes assez sèches, éloignées de l'Océan. Or, le massif des Seksaoua s'élevant comme une muraille à proximité de la mer, a, aux hautes altitudes, un climat trop humide et insuffisamment continental pour que le climat semi-aride froid puisse s'y différencier. *J. thurifera* est donc absent.

L'abaissement de la limite forestière, qui est ici à 2900^{m} environ, alors qu'elle atteint 3000-3150^{m} dans les autres parties du Grand-Atlas, est, sans doute, également en rapport avec la continentalité relativement faible du climat. Ce fait corrobore ce qui a été observé dans les Alpes où des rapports entre la limite supérieure des forêts et le degré de continentalité du climat ont été mis en évidence (²).

Enfin, le fait qu'il existe chez les Seksaoua siliceux une flore ayant beaucoup de traits communs avec celle des hauts sommets calcaires du Moyen-Atlas et du Grand-Atlas oriental éloignés, permet de penser qu'à l'Est du massif des Seksaoua le climat devenant plus continental, et surtout plus froid, le calcaire est nécessaire pour compenser la douceur relative du climat des hauts sommets du Grand-Atlas occidental. Cette flore évite, en effet, le Grand-Atlas central voisin qui est siliceux comme le massif des Seksaoua.

(¹) En tant que climat méditerranéen naturellement.

(²) Cf. Brockmann-Jerosch, *Englers Bot. Jahrbücher*, 49, 1913, p. 19.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Remarques sur le métabolisme du noyau et des plastes dans les cellules végétales.* Note de M. **A. Maige**, présentée par M. Marin Molliard.

On connaît l'aphorisme célèbre de Claude Bernard : « La vie, c'est la mort », par lequel l'illustre physiologiste exprimait que la matière vivante est en voie continuelle de rénovation par destruction et reconstitution incessante de ses éléments. Cette conception est généralement admise avec cependant cette restriction que l'usure de la substance vivante doit être regardée comme faible et que ce sont les réserves qui semblent surtout disparaître au cours de la désassimilation.

Mes recherches sur la physiologie du noyau et des plastes m'ont amené à envisager les divers aspects de ce métabolisme de la matière vivante dans la cellule végétale.

J'ai montré antérieurement que si l'on soumet à un jeûne hydrocarboné prolongé un axe embryonnaire de Haricot mis à germer sur le buvard humide, le noyau de la cellule subit une réduction considérable (qui peut atteindre les 5/6e de sa masse) et que le report des cellules ainsi amoindries sur le saccharose à 5 pour 100 provoque la reconstitution du noyau dans son aspect général primitif. Mais il est important d'observer que dans un même lot certains embryons, pour la vitalité desquels le jeûne s'est trouvé trop prolongé, ne subissent aucune réaction nucléaire du fait du transport sur le saccharose et continuent à évoluer vers la mort comme les embryons non transportés. Si l'on considère que les phénomènes d'accroissement du noyau pendant la phase de reconstitution précitée présentent, comme je l'ai montré, le même optimum physiologique de température (voisin de 30°) que les phénomènes qui président à la croissance de la masse nucléaire au cours des divisions successives dans les cellules embryonnaires de Haricot, on voit qu'il y a lieu de les considérer comme de même nature, c'est-à-dire comme correspondant à une augmentation de la quantité de matière vivante nucléaire. On peut donc en conclure que les phénomènes de désintégration du noyau qui ont précédé comportent une destruction de la matière vivante qu'il contient. Les expériences précitées mettent ainsi nettement en relief, en ce qui concerne le noyau, les deux aspects, destruction et reconstitution, du métabolisme de la matière vivante; elles montrent que, contrairement à l'opinion admise, celle-ci peut au même

titre que les réserves se détruire *notablement* pendant la désassimilation, tout au moins dans certains états physiologiques tels que l'état de jeûne hydrocarboné; elles font voir d'autre part l'importance de la faculté d'intégration du noyau comme signe de sa vitalité et de celle de la cellule.

On sait d'autre part qu'à côté des variations du noyau qui comme les précédentes affectent sa masse organique, il en existe d'autres qui sont dues à de simples variations d'imbibition, tels que les accroissements de volume déterminés par les basses températures sur les noyaux des Infusoires ou des œufs d'Oursins.

C'est à mon avis dans cette catégorie que doivent être rangées les augmentations parfois très notables de volume du noyau que j'ai observées dans les cellules des embryons du Haricot et des rejets de Pomme de terre à la température de 10-13°, et, comme les variations que j'ai constatées aux températures plus élevées 24° et 34° se présentent avec les mêmes caractères morphologiques et physiologiques, il est permis de les attribuer à la même cause et de conclure que le degré d'imbibition du noyau va en croissant d'une manière continue avec l'abaissement de la température sans qu'il soit possible actuellement de préciser, s'il existe, ce qui paraît cependant très probable, un optimum.

Des changements de volume considérables peuvent aussi s'observer sur les plastes sans qu'il soit toujours possible de leur attribuer, comme dans les cas précités du noyau, une cause précise, variation organique, imbibition, ou autre, ou de faire la part qui peut revenir à chacun de ces facteurs; dans cet ordre d'idées, je rappellerai que pendant la période d'hydrolyse de certaines graines de légumineuses mûrissant dans le fruit vert, les plastes amylifères subissent une régression qui se traduit notamment par une diminution parfois très accusée de leur masse et par une déchéance physiologique sur laquelle j'ai insisté antérieurement. Ces mêmes plastes, après la régression précitée s'accroissent de nouveau considérablement en verdissant dans le cotylédon frais disposé à maturité sur le buvard humide, mais dans le cotylédon sec, placé dans les mêmes conditions, ils restent incolores, inchangés, ayant subi une régression et une déchéance définitive, alors que se développent à côté d'eux d'autres plastes nouvellement venus à l'activité.

Ces observations tout en montrant que les plastes sont susceptibles de mourir dans une cellule bien vivante, à côté d'autres plastes qui conservent leur vitalité, font voir en même temps qu'un signe fondamental, que ces organites ne sont ni morts, ni en voie de mourir, réside dans le fait d'avoir

conservé une faculté d'intégration qui leur permet, lorsque les conditions deviennent favorables, de produire une réaction d'accroissement.

En résumé :

1° les variations de volume du noyau peuvent être dues soit à des variations de masse organique, particulièrement sensibles dans le jeûne hydrocarboné, soit à des différences d'imbibition, l'imbibition du noyau allant en croissant avec l'abaissement de la température;

2° la faculté d'intégration de la matière vivante, c'est-à-dire le pouvoir d'augmenter sa masse par une sorte d'autocatalyse, doit être regardée comme une propriété essentielle, fondamentale de la vie, non seulement de la cellule entière, mais des constituants qui la composent, notamment du noyau et des plastes.

HISTOLOGIE. — *Recherches cytologiques sur les fuseaux neuromusculaires.* Note de M[lle] **Gilberte Pallot**, présentée par M. F. Mesnil.

Des recherches entreprises sur les fuseaux neuromusculaires du Chat (langue, muscles oculaires) ont permis de préciser certains points de la cytologie de ces organes.

I. Capsule. — On considère habituellement le fuseau neuromusculaire comme un corpuscule lamellaire allongé, possédant une capsule propre, renforcée par la gaine conjonctive du nerf et se continuant avec le sarcolemme des fibres fusales. En réalité il n'existe pas, dans les fuseaux simples, de capsule proprement dite continue. Il ne s'agit pas davantage d'une encapsulation secondaire totale du fuseau par la gaine du nerf. Il n'existe qu'une mince membrane d'enveloppe comparable au sarcolemme et présentant de simples épaississements lamelleux, localisés aux points de pénétration de la fibre efférente. Il y a étalement partiel et limité de la gaine conjonctive du nerf à la surface du fuseau.

II. Zone centrale protoplasmique multinucléée. — Classiquement, les terminaisons sensitives se feraient, dans une masse granuleuse multinucléée de nature sarcoplasmique, constituée par la substance musculaire modifiée, par raréfaction et perte de la striation et augmentation des noyaux et du protoplasma.

L'utilisation des méthodes mitochondriales (de Regaud) et d'imprégnation (de Bielschowsky) permet d'établir deux faits.

A. *Continuité des fibres de Weissmann et absence de modifications appré-*

ciables de leurs myofibrilles. — On n'observe ni modification de structure, ni interruption de l'élément contractile. Les fibres fusales sont toujours visibles sur coupes sériées, en situation médiane ou latérale, souvent déviées ou éparpillées.

B. *Caractères cytologiques névrogliques de la zone multinucléée du fuseau.* — Dans cette formation protoplasmique multinucléée du fuseau, il y a lieu de distinguer :

a. L'armature conjonctive. — Elle revêt l'aspect d'un cloisonnement régulier, à disposition arciforme, à compartiments multiples, s'étendant du renforcement lamelleux de la périphérie du fuseau aux fibres musculaires axiales. Ainsi, elle occupe l'espace périfasciculaire. Elle procède de la gaine de Henle de la fibre nerveuse par divisions successives, de plus en plus fines à mesure que s'effectuent les divisions nerveuses elles-mêmes. Aux confins du nerf et du muscle, elle est d'une extrême ténuité.

b. Les constituants cytologiques. — Ce sont des noyaux vésiculeux clairs, volumineux, analogues aux noyaux fondamentaux des plaques motrices, au nombre d'un à deux par compartiment, et un chondriome abondant, orienté à l'intérieur des espaces cloisonnés, tassé autour des noyaux, constitué de chondriosomes épais, fortement sidérophiles, différents des sarcosomes et comparables au contraire aux gliosomes des terminaisons motrices du fuseau.

Ces éléments de structure : cloisonnement et chondriome, sont exactement superposables à ceux décrits dans la sole protoplasmique des plaques motrices des fibres striées communes.

La nature névroglique de la gaine protoplasmique périfasciculaire paraît démontrée par le caractère gliosomique du chondriome et la continuité du cloisonnement avec la gaine conjonctive du nerf. Ainsi, dans le fuseau neuromusculaire comme dans la plaque motrice, le corpuscule de Grandry, le corpuscule de Pacini, les terminaisons nerveuses seraient séparées des milieux mésodermiques et mésenchymateux par des formations gliales.

III. Dispositif vasculaire. — Plusieurs capillaires pénètrent dans le fuseau en même temps que les fibres nerveuses, après avoir décrit à sa surface des trajets obliques et des anses vasculaires. Ils suivent le cloisonnement, contournent les logettes, décrivent à l'intérieur de la gaine périfasciculaire une série de méandres réguliers qui multiplient les contacts entre sang et protoplasma.

Ce dispositif vasculaire commun aux terminaisons sensitives et aux plaques motrices du fuseau n'est point autonome, mais en continuité avec

celui des fibres voisines. La solidarité vasculaire des fuseaux neuromusculaires et du muscle tout entier, jointe à l'absence de capsule propre dans les fuseaux simples, est intéressante à souligner au point de vue de la physiologie encore si obscure de ces organes.

MORPHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur les phénomènes qui se passent dans les solutions de collagène, aux limites d'action des acides et des sels neutres.* Note de Mlle **L. Guyon**, transmise par M. d'Arsonval.

Une solution de collagène de tendons de la queue du rat dans un acide dilué, mise à dialyser contre l'eau distillée pure ou très faiblement acidulée, prend en gelée homogène et transparente lorsque la proportion de l'acide contenu dans la solution descend au-dessous d'une certaine limite. Dialysée contre une solution d'un sel neutre de métal monovalent, elle précipite en fibrilles, vivement éclairées à l'ultra-microscope, à partir d'une certaine concentration de sel, et prend en gelée au-dessous de cette concentration [1].

Nous avons examiné ce qui se passe aux limites de l'action dissolvante de l'acide et de l'action coagulante du sel.

Nous avons utilisé aseptiquement une solution de collagène obtenue en traitant $0^g,60$ de tendons de queue de rat par 60^{cm^3} d'acide acétique à 1 pour 10000. Cette solution contenait $1^{mg},25$ de matières sèches par centimètre cube et nous nous étions assurée qu'elle n'éprouvait pas de perte sensible au cours de la dialyse. La solution a été répartie dans des sacs de collodion qui ont été immergés, les uns dans des solutions de taux progressivement décroissants d'acide acétique (I), les autres dans des solutions de NaCl, soit neutres, soit acidifiées (II). Nos observations ont été faites à l'ultra-microscope, au bout de 48 heures, sauf indications contraires. Les chiffres que nous donnons se rapportent à cette expérience; on peut observer des différences d'une solution de collagène à une autre. Les solutions de collagène à l'acide chlorhydrique se comportent de même.

I. Après dialyse contre des solutions acides de taux décroissant, la solution de collagène reste liquide tant qu'elle contient encore 1 pour 100000

---

(1) J. Nageotte, *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 115; *C. R. de la Société de Biologie*, **96**, 1927, p. 172, 464, 828, 1268; **97**, 1927, p. 559; **98**, 1928, p. 15; **104**, 1930, p. 156; **113**, 1933, p. 841, 1398 et 1401; *Annales d'Anatomie pathologique*, **8**, 1931, p. 1.

d'acide acétique (pH = 4,47-4,51 au chromoionomètre de Abt); à ce taux, sa viscosité paraît déjà sensiblement augmentée. Elle ne prend en gelée que lorsque le taux de l'acide descend à 1 pour 1 000 000 (pH = 5,48-5,52). Il ne se forme pas d'éléments figurés au passage de la solution à la gelée.

II. Par contre, l'addition de faibles quantités de NaCl (1 pour 1000) aux solutions acétiques de dialyse entrave la production de gelée au taux d'acide où elle devrait se produire (1 pour 1 000 000); ajouté à l'eau dis-



A, acide acétique 1 pour 100 000, NaCl 1 pour 1000 (× 230); B, même expérience (× 650); C, acide acétique 1 pour 1 000 000, NaCl 1 pour 1000 (× 230); D, eau distillée neutre; NaCl 1 pour 1000 (× 650).

tillée, le sel empêche encore la prise en gelée, jusqu'à une concentration de 0,2 pour 1000. A ces faibles concentrations, le sel provoque l'apparition d'éléments figurés nouveaux intermédiaires entre le caillot fibrillaire et la gelée. A dose plus faible, le sel n'agit plus.

Après dialyse contre une solution d'acide acétique à 1 pour 100 000, additionnée de 1 pour 1000 de NaCl, le contenu du sac montre, au bout d'une huitaine de jours, des formations nouvelles, en plus de quelques fibrilles identiques à celles bien connues du caillot artificiel de collagène obtenu par le procédé habituel. Ces formations sont : 1° de gros cordons, qui ont l'air de fibres énormes, gonflées et rétractées, ainsi qu'en témoigne leur surface plissée (*fig.* A), et qui rappellent les fibres du tendon naturel lorsqu'elles sont gonflées par un acide; 2° des fibres moins épaisses sur le trajet desquelles on observe des renflements globuleux, isolés ou groupés; 3° des sphérules isolées, tantôt laiteuses (*fig.* B), tantôt transparentes, celles-ci présentant alors des éclats lumineux produits par des fibrilles couchées à leur surface (*fig.* C).

Les fibrilles, les gros cordons, les fibres moins épaisses disparaissent à

mesure que le taux de sel décroît, tandis que les sphérules persistent jusqu'à une dose de NaCl de 1 pour 1000 dans une solution d'acide acétique à 1 pour 1000000, et jusqu'à 0,3 pour 1000 dans l'eau distillée. Leur forme est une sphère aussi parfaite qu'il est possible dans les conditions de l'expérience, où une matière molle est soumise à des pressions venant des éléments voisins et des verres. Leur taille est sensiblement uniforme pour une combinaison donnée de sel et d'acide, plus grande dans une solution acide de taux plus élevé (17^{μ}), plus petite dans une solution plus faiblement acide, et surtout dans une solution neutre (6^{μ}). Elles présentent une luminosité diffuse qui diminue en même temps que la dose de sel. Elles sont tantôt isolées, tantôt associées entre elles, ou à des fibrilles encore subsistantes, pour former de grands réseaux lâches avec des arborisations à extrémités libres. Certains rameaux prennent un aspect noueux dû à la coalescence de sphérules déformées et plus ou moins confondues (*fig.* D).

Le mélange de ces sphérules avec les fibrilles, gonflées ou non, qu'on observe lorsque la dose de sel est encore suffisante, semble indiquer que toutes les molécules contenues dans une solution de collagène ne sont pas identiques, les différences pouvant provenir de degrés divers de polymérisation. Les fibrilles et les fibres sont biréfringentes, comme les fibres collagènes du tendon naturel; il en est de même pour les cordons, sauf dans les endroits où les phénomènes de rétraction, en modifiant l'orientation des molécules, changent le signe de la biréfringence; tous ces éléments peuvent être comparés ou même assimilés à des cristaux. Par contre, les sphérules sont absolument privées de biréfringence et dépourvues d'orientation moléculaire; leur surface sphérique laisse supposer qu'au cours de leur formation, elles sont soumises à des phénomènes de tension superficielle.

TOXICOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur les manifestations initiales de l'action sympathicolytique de la yohimbine*. Note [1] de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Charles Richet.

Bien que, depuis 1925, date où nous l'avons découvert, le phénomène de l'inversion par la yohimbine des effets adrénaliniques ait été l'objet de très nombreux travaux, on n'a pas encore étudié, à notre connaissance du moins, les stades successifs de ce phénomène. C'est à combler cette lacune qu'est destinée la présente Note.

---

(1) Séance du 26 février 1934.

Rappelons tout d'abord que l'hypertension provoquée par les doses moyennes d'adrénaline comporte d'ordinaire quatre phases distinctes : dans la première, la pression s'élève très brusquement; dans la deuxième, elle subit une chute plus ou moins marquée qui interrompt son ascension : c'est la phase de « dépression » ou « dip »; dans la troisième, elle remonte de nouveau assez rapidement et atteint bientôt son niveau maximal; dans la quatrième, enfin, elle redescend progressivement et se retrouve finalement au voisinage de son niveau initial.

Afin de faire connaître les modifications successives de cette hypertension sous l'influence d'une yohimbinisation progressive, voici le protocole d'une des nombreuses expériences que nous avons pratiquées.

Quand l'animal eut été soumis à l'action de $0^{mg},10$ de chlorhydrate de yohimbine par kilogramme, on constata, après l'injection de $0^{mg},05$ d'adrénaline (dose qui provoquait initialement une hypertension comportant les quatre phases ci-dessus décrites), que la première et la deuxième de ces phases étaient très peu modifiées, mais que la troisième était déjà très fortement réduite (I-3).

Quand on eut élevé à $0^{mg},3$ par kilogramme la dose totale de yohimbine injectée à l'animal, les première et deuxième phases furent atteintes à leur tour; il y eut à la fois diminution de la première et augmentation de la deuxième, de telle sorte que la « dépression » amenât la pression carotidienne au voisinage de son niveau initial (II).

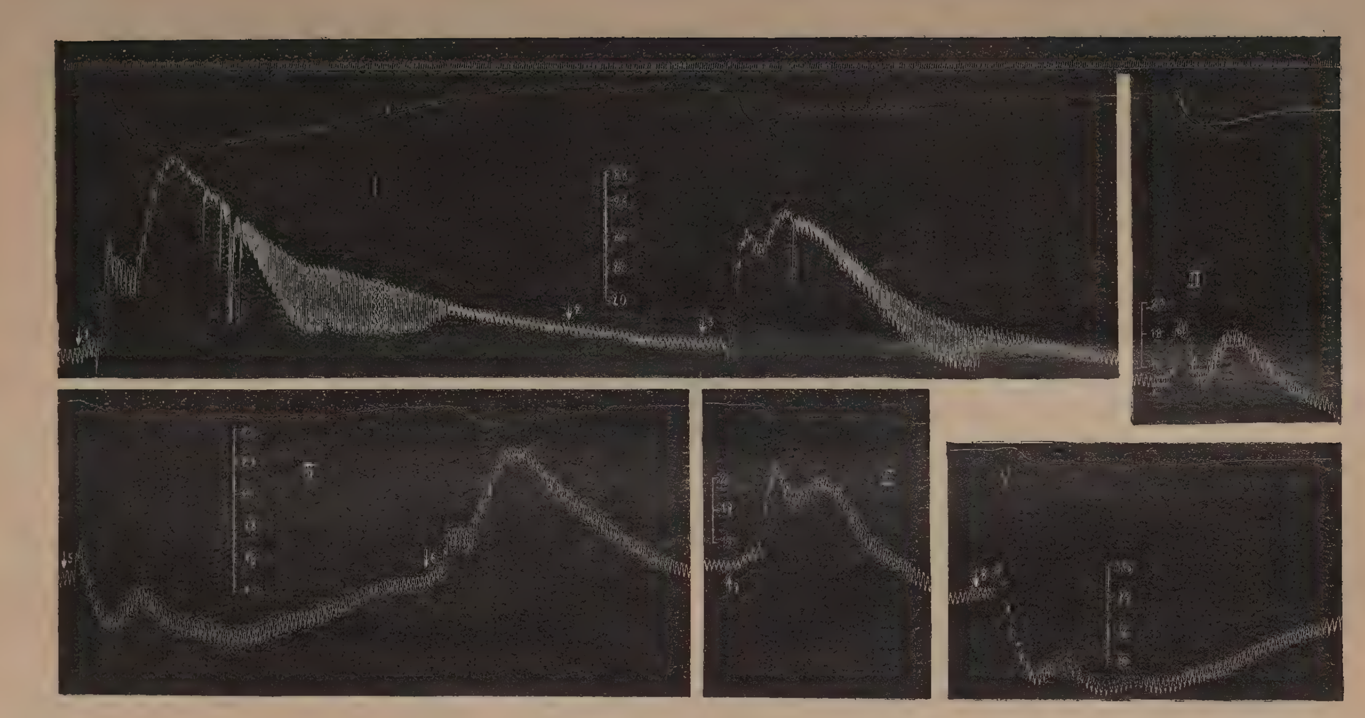
Enfin, quand on eut porté à $0^{mg},5$ par kilogramme la quantité de yohimbine administrée à l'animal, on constata que la première phase était presque totalement supprimée et que la deuxième était tellement accentuée qu'elle se traduisait par une chute de la pression carotidienne amenant celle-ci bien au-dessous de son niveau (III-5).

Ayant injecté alors une dose d'adrénaline deux fois plus forte qu'auparavant (soit $0^{mg},10$), nous obtînmes une hypertension (III-6) peu différente de celle que nous avions observée initialement avec $0^{mg},05$ (III-1). En augmentant progressivement la yohimbinisation, cette hypotension fut modifiée de la même façon que l'avait été auparavant celle produite par une dose deux fois moindre (IV-V).

De nos observations, nous tirons les conclusions suivantes :

1° Aux stades initiaux de son action sympathicolytique, la yohimbine réduit sans la supprimer l'action vaso-constrictive rénale de l'adrénaline;

2° A la dose de $0^{mg},1$ par kilogramme, c'est-à-dire à une dose analogue à la dose minimale employée en thérapeutique humaine, la yohimbine manifeste déjà une action sympathicolytique incontestable;



Chienne de 15^{kg}, anesthésiée par le chloralose (12^{cg}, par kilogramme); bivagotomisée au cou et soumise à la respiration artificielle. — Première ligne : temps en secondes; deuxième et quatrième lignes : modifications du volume du rein enregistrées par l'oncographe d'Hallion et Comte modifié par nous. Troisième et cinquième lignes : variations de la pression carotidienne enregistrées au moyen du manomètre à mercure. — Aux points marqués par les flèches 1, 3, 4 et 5, injections dans la saphène, de $0^{mg},05$ d'adrénaline en solution dans 5^{cm^3} de soluté physiologique de chlorure de sodium. En 6, 7 et 8 injections, dans ce vaisseau de $0^{mg},10$ d'adrénaline en solution dans 10^{cm^3} de ce même soluté. — En 2, injection, dans cette même saphène, de $1^{mg},5$ de chlorhydrate de yohimbine pure en solution dans 1^{cm^3} du même soluté. — Entre I et II, injection de 3^{mg}; entre II et III, de 3^{mg}; entre III et IV, de 3^{mg}; entre IV et V, de 30^{mg} de chlorhydrate de yohimbine. — Tracé réduit de moitié.

3° L'hypotension provoquée par les doses liminaires d'adrénaline, la dépression qui interrompt l'ascension de la pression produite chez l'animal normal par les doses moyennes de cette amine, enfin l'hypotension déterminée chez l'animal yohimbinisé ou ergotaminisé par ces mêmes doses moyennes, peuvent être considérées comme des manifestations d'un même processus. Mais si, dans le troisième cas, l'action hypotensive de l'adrénaline ne se heurte plus à aucune action vaso-constrictive, dans le deuxième cas, elle est presque totalement entravée par l'intensité de la vaso-constriction, dans le premier cas, enfin, elle est diminuée par la faible vaso-constriction que semblent provoquer d'ordinaire les doses liminaires d'adrénaline.

BIOLOGIE. — *Biotypologie et classification scolaire*. Note [1] de MM. **H. Laugier**, **E. Toulouse** et **D. Weinberg**, présentée par M. L. Lapicque.

Un des problèmes centraux de la biologie appliquée à l'organisation est le problème de la classification des individus par la détermination de leurs caractères différentiels. Ce problème est comme un carrefour scientifique où se rejoignent les besoins de classification qui se manifestent dans l'orientation et la sélection professionnelle, l'organisation rationnelle du travail, de l'entraînement et du sport, la répartition du contingent militaire, le contrôle et le perfectionnement des techniques pédagogiques, la détermination des prédispositions les plus diverses (accidents, maladies, etc.), les recherches ethnographiques.

L'examen des travaux antérieurs montre que la presque totalité des classifications proposées repose sur l'examen d'un groupe particulier de caractères qui, précisant un aspect biologique partiel (anthropométrique, endocrinologique, psychotechnique, psychiatrique) ne peut aspirer à atteindre la personnalité complète des sujets à classer. Nous ne voulons pas méconnaître l'intérêt théorique qui peut s'attacher à classer des individus par rapport à un seul caractère, ou à un seul groupe de caractères; mais il nous paraît non douteux qu'étant donnée l'interdépendance complexe et précise des diverses fonctions de l'organisme, une classification qui vise des applications pratiques et qui se propose de différencier les individus au point de vue de leur efficacité professionnelle et de leur comportement

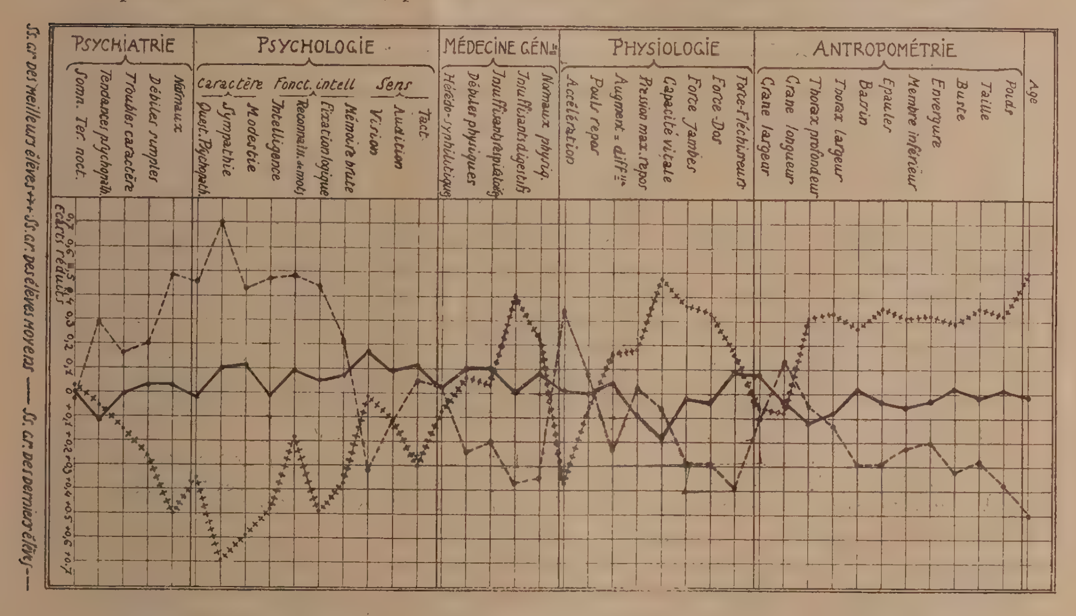
---

(1) Séance du 26 février 1934.

général ne peut reposer que sur l'examen d'un ensemble organique de mesures couvrant simultanément tous les champs biologiques accessibles.

Ainsi doit se constituer une classification à base biotypologique, l'objet de la biotypologie étant précisément de définir les types humains et d'établir les corrélations structurales qui lient les indices biométriques, représentatifs des diverses fonctions dans un individu isolé ou dans un groupe.

Nous avons voulu faire une première application de cette méthode à un problème particulier, mais important, celui de la classification scolaire. Après avoir fait établir, par une commission constituée à cet effet et com-



prenant des spécialistes des diverses branches de la biologie (MM. Mac-Auliffe, Courtois, Champy, Delaville, Heuyer, Lahy, Laugier, Pieron, Toulouse, Mlle Weinberg, M. Weissmann-Netter), un schéma d'examen complet, nous l'avons appliqué à un groupe de 127 enfants, élèves des écoles de la Ville de Paris, d'âge moyen de 10 ans et demi.

Ayant ainsi recueilli une masse considérable de mesures et de documents dont chaque groupe comporte son intérêt intrinsèque, et dont le dépouillement critique va faire l'objet d'une publication étendue, nous avons recherché les liaisons de fait qui existent sur ce groupe étudié entre les caractéristiques biologiques des sujets et leur rendement scolaire. Pour cela, nous avons, dans le groupe total, constitué trois sous-groupes, d'après

leur succès scolaire mesuré par l'ensemble des notes de l'année (groupe des bons élèves, 25 pour 100; groupe central des moyens, 50 pour 100; groupe des mauvais, 25 pour 100) et nous avons déterminé, dans chaque sous-groupe, la moyenne des valeurs représentatives des sujets qui le constituent, pour chaque indice biométrique recueilli. Pour exprimer sur un graphique, en unités comparables, les résultats portant sur des indices biométriques divers, toutes les valeurs ont été traduites en écarts à partir de la moyenne, ces écarts étant ensuite rapportés à l'indice de dispersion du groupe (écarts réduits).

Ainsi se trouvent constitués des graphiques que l'on peut appeler profils biotypologiques et qui révèlent des différences biologiques très systématiques entre les sous-groupes constitués d'après le rendement scolaire.

Notons seulement quelques résultats généraux :

1° les meilleurs élèves sont parmi les plus jeunes; les mauvais, parmi les plus âgés;

2° dans la partie physique du profil (anthropométrie, physiologie, médecine générale), les meilleurs élèves se montrent en général inférieurs; les mauvais, supérieurs à la moyenne de l'ensemble du groupe;

3° l'accélération cardiaque d'effort, dont on sait (A.-B. Fessard, A. Fessard et H. Laugier) que sa valeur augmente avec l'âge, présente cependant, chez les meilleurs élèves, bien qu'ils soient les plus jeunes du groupe, les chiffres les plus élevés;

4° à cette infériorité physique des bons élèves s'oppose leur nette supériorité dans la partie psychologique du profil.

Ces constatations, intéressantes en elles-mêmes et qui nous paraissent légitimer la généralisation de la méthode biotypologique à tous les problèmes de la classification des individus, comportent dès maintenant d'importantes conséquences pratiques pour les examens médicaux, ou d'aptitude physique, qui réalisent une sélection préalable à l'entrée des carrières les plus diverses.

Observations de M. **L. Lapicque**, *au sujet de la Note précédente.*

Le graphique établi par les auteurs pour représenter leurs résultats fait bien apparaître la loi qu'ils indiquent, la courbe des bons élèves se trouvant, à droite, zone des caractères physiques et physiologiques, généralement en haut, c'est-à-dire du côté de l'infériorité par rapport à la

moyenne. Deux caractères seulement reviennent au voisinage de l'axe zéro (dimensions du crâne) ou passent du côté opposé (accélération du pouls par le travail). Or le premier est un caractère sans intérêt ici, et *a priori*, étant donné le mélange ethnique de la population parisienne, on pouvait prévoir qu'il ne donnerait aucune variation systématique. Il faudrait donc, soit le supprimer, malgré le prestige traditionnel des types craniens, soit le placer tout à fait à une extrémité de la série, par exemple, en haut. Le second devrait être changé de signe. L'accélération du pouls par le travail n'indique pas une supériorité physique, mais une infériorité; elle est moindre chez un sujet entraîné que chez un sujet non entraîné.

Si l'on fait les deux corrections que je viens d'indiquer, chacune étant justifiée anthropologiquement ou physiologiquement en elle-même, et non pour les besoins de la cause, l'allure de la courbe devient tout à fait nette.

Je tiens à ajouter qu'ici, comme ailleurs, le rôle de la Science doit se borner à démontrer les faits : les conclusions sociales qu'on en peut tirer appartiennent à un autre domaine.

PHYSICOCHIMIE BIOLOGIQUE. — *Diffusion de l'alcool dans l'organisme et eau liée.* Note de M. **Maurice Nicloux**, présentée par M. Louis Lapicque.

Nous avons démontré, G. Gosselin et moi [1], les faits suivants concernant la diffusion de l'alcool éthylique *in vitro* et *in vivo* :

In vitro, l'alcool en solution aqueuse diluée (2 à 5 pour 1000) diffuse aisément à travers des sacs de collodion renfermant des liquides organiques tels que ovalbumine, sang et sérum, lait, etc. L'équilibre atteint, la teneur en alcool, rapportée à l'eau seule du liquide des sacs, est égale à la teneur en alcool du milieu extérieur : le rapport de ces deux teneurs est égal à l'unité. *In vivo*, chez les goujons placés dans ces mêmes milieux, la teneur en alcool de l'eau tissulaire [2] est inférieure à celle du milieu extérieur, le rapport de la première teneur à la seconde n'est plus égal à l'unité, il oscille autour de 0,85-0,90.

Tels sont les faits expérimentaux. L'interprétation de ceux observés *in vitro* est aisée : l'eau et l'eau seule se laisse pénétrer par l'alcool et le fixe.

---

(1) *C. R. Soc. Biol.*, **112**, 1933, p. 1100 et 1102.

(2) L'eau des tissus chez le goujon représente 78 à 80 pour 100 du poids de l'animal.

In vivo, cette interprétation est beaucoup plus délicate. On est en effet obligatoirement amené à distinguer dans la cellule une variété d'eau imperméable pour l'alcool, dans laquelle cette substance ne diffuse pas, et la constatation de ce fait imprévu permet de revenir par une nouvelle voie à la notion d'*eau liée* que des mesures essentiellement physiques ont mis en évidence [1].

Ceci dit, je vais supposer, comme les auteurs qui m'ont précédé, que les protéides des tissus sont, dans la cellule, les substances auxquelles l'eau se lie, et en première approximation je ne considérerai que la substance sèche [2].

Soient donc Q_a la teneur en alcool d'un poisson (goujon) placé dans un milieu de teneur Q_e, une fois l'équilibre atteint; s le pourcentage de substance sèche; k un facteur qui représente ce que devient l'unité de poids de substance sèche lorsqu'elle fixe $k-1$ d'eau, le reste de l'eau du tissu, parfaitement perméable à l'alcool, ayant par conséquent une teneur exactement égale à Q_e. Un calcul simple montre que, dans ces conditions, la valeur de k est donnée par la formule

$$k = \frac{100\left(1 - \frac{Q_a}{Q_e}\right)}{s},$$

sous réserve que Q_a et s soient déterminés sur le même animal.

Chez le goujon entier la valeur de k oscille autour de 1,4, chez la sangsue elle est de 1,42. Pour le muscle de la grenouille on note 1,45 et 1,50, de la tanche 1,51. Chez l'anguille, dont le tissu musculaire est beaucoup plus riche en lipides (jusqu'à 30 pour 100 du poids du tissu humide) qu'en protéides, la valeur de k rapportée à ces derniers, à l'exclusion des lipides, présente pour k des valeurs comprises entre 1,45 et 1,50 qui sont exactement celles trouvées pour le muscle de la grenouille et de la tanche.

Le coefficient k est influencé par les électrolytes du milieu extérieur : si l'on place une aiguille dans de l'eau de mer artificielle, k s'abaisse et

---

(1) Il faut noter cependant que l'existence de cette eau est niée par A. V. Hill. Voir la bibliographie dans la revue critique de R. A. GORTNER. *The Rôle of Water in the Structure and Properties of Protoplasm*, parue dans *Annual Review of Biochemistry*, 1, 1932, p. 21-54.

(2) Pour le goujon, cette manière de voir se justifie pleinement; lipides et glucides n'existant dans l'organisme de cet animal qu'en quantité très petite.

de 1,48 (nombre moyen) passe à 1,1; dans un milieu constitué par moitié d'eau douce et d'eau de mer, à 1,24. On peut faire des constatations analogues chez le goujon : placé dans du liquide de Ringer, *k* passe de 1,4, valeur dans l'eau ordinaire, à 1,3; dans un Ringer de concentration double, à 1,2.

On peut également faire varier *k* en mettant les tissus hachés au contact du liquide alcoolisé. Les expériences ont été réalisées sur des goujons sacrifiés dans le milieu dans lequel ils ont vécu; toutefois à la température de 22°, *k* devient égal à l'unité en 24 heures, alors qu'à la glacière et en 30 heures, *k* baisse beaucoup moins, passant de 1,4 à 1,3.

En résumé et pour conclure on peut admettre que dans la cellule à l'état physiologique, une certaine quantité d'eau forme avec les protéides un tout qui ne dissout pas l'alcool — et vraisemblablement d'autres substances — elle représente à très peu près la moitié du poids de la substance sèche. Existe-t-il un rapport quelconque entre cette eau et la *bound water* de l'École anglaise ou la *gebundenes Wasser* de l'École allemande? Très vraisemblablement. D'ores et déjà cependant elle paraît s'en différencier par certains points : *a.* sa quantité est beaucoup plus faible que celle indiquée par les auteurs pour l'eau liée; *b.* elle est extrêmement sensible aux électrolytes; *c.* elle disparaît dans l'organisme mort ou les tissus détruits. L'intérêt biologique de tels faits nous paraît évident, nos recherches continuent.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Réduction de l'α.d-glucoheptulose de W. C. Austin.* Note de Mme **Yvonne Khouvine**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

La réduction de l'α.*d*-glucoheptulose obtenu chimiquement donne-t-elle, comme la réduction de l'α.*l*-glucoheptulose obtenu biochimiquement selon la méthode de G. Bertrand, une heptite inattendue?

Nous avons, en suivant avec exactitude le mode opératoire de W. C. Austin (1), fait la synthèse chimique du cétose à partir de l'aldose. En faisant agir à 35° l'eau de chaux saturée sur l'α.*d*-glucoheptose, on obtient facilement un produit cristallin qui fond à 173°, de pouvoir rotatoire $\alpha_D = +61°$.

Si l'isomérisation est régulière, la fonction cétonique se place sur le

(1) *J. Am. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 2106.

deuxième atome de carbone et le cétose a la formule

$$\begin{array}{ccccccccccc} & & H & & H & & OH & & H & & \\ & & | & & | & & | & & | & & \\ CH^2OH & - & C & — & C & — & C & — & C & - & CO-CH^2OH. \\ & & | & & | & & | & & | & & \\ & & OH & & OH & & H & & OH & & \end{array}$$

Par réduction, on devrait théoriquement obtenir de l'α-glucoheptite

$$\begin{array}{ccccccccccccc} & & H & & H & & OH & & H & & H & & \\ & & | & & | & & | & & | & & | & & \\ CH^2OH & - & C & — & C & — & C & — & C & — & C & - & CH^2OH, \\ & & | & & | & & | & & | & & | & & \\ & & OH & & OH & & H & & OH & & OH & & \end{array}$$

et de la β-glucoheptite

$$\begin{array}{ccccccccccccc} & & H & & H & & OH & & H & & OH & & \\ & & | & & | & & | & & | & & | & & \\ CH^2OH & - & C & — & C & — & C & — & C & — & C & - & CH^2OH. \\ & & | & & | & & | & & | & & | & & \\ & & OH & & OH & & H & & OH & & H & & \end{array}$$

Or ces deux alcools ne se produisent pas.

La réduction par l'amalgame de sodium à 2,5 pour 100 et l'acide sulfurique, en milieu légèrement acide ou faiblement alcalin, donne, après séparation du sulfate de sodium par l'alcool, un abondant précipité d'un corps qui fond à plus 130°. Après plusieurs recristallisations dans l'alcool, le point de fusion, pris au bloc Maquenne, se fixe à 143°-143°,5. L'épuisement fractionné par l'alcool à 80° à la température de 23° montre que la solubilité est de 1,56 pour 100 et que le point de fusion ne varie pas durant le fractionnement.

Le pouvoir rotatoire en solution aqueuse à 4 pour 100 pris dans un tube de 4^{dm}, donne un $\alpha_{578}^{20} = +2°,10$.

Le diagramme de rayons X est le même que celui de l'heptulite obtenue par réduction de l'heptulose biosynthétique.

L'ensemble de ces faits nous prouve que l'alcool obtenu par réduction de l'α.*d*-glucoheptulose est également une heptulite, mais que c'est l'inverse optique de celle dont le pouvoir rotatoire est $\alpha_D = -2°,24$ et le point de fusion 174°.

On peut, puisqu'elle est préparée par réduction de l'α.*d*-glucoheptulose, dire que c'est l'α-*d*-glucoheptulite.

Elle est oxydée par l'*Acetobacter xylinum* en α.*d*-glucoheptulose. Mais cette oxydation n'apporte pas d'éclaircissement attendu sur sa formule.

Le deuxième alcool qui cristallise n'a pas de pouvoir rotatoire, et son point de fusion est 129°. C'est de l'α-glucoheptite.

Donc, nous pouvons conclure que la réduction de l'$\alpha.d$-glucoheptulose conduit, elle aussi, à un alcool inattendu, auquel il n'est pas possible, en suivant les théories classiques, de donner une formule de constitution. Seule, l'existence des α-glucoheptulites est confirmée.

Il faut attendre de nouvelles données sur les heptites et les heptoses, encore assez mal connus, pour élucider ce problème de structure.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur les facteurs qui arrêtent la synthèse d'un pigment bactérien.* Note de M[lle] **O. Grootten** et M. **N. Bezssonoff**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Quel que soit leur rôle physiologique propre, les pigments de certaines bactéries apparaissent comme des témoins qui reflètent l'intensité de l'oxydation intraplasmique. Ainsi, d'après Lasseur, le *Bacillus prodigiosus* se développe incolore dans une atmosphère d'azote et rouge quand ce dernier est remplacé par l'air, le pigment étant localisé à l'intérieur de la plastide. D'après Marchal (1932), le pouvoir d'une variété rouge de *B. prodigiosus*, de réduire les nitrates en nitrites, dépasse nettement celui d'une variété blanche.

La connaissance des facteurs pouvant exercer une influence précise et constante sur la synthèse du pigment doit donc permettre de suivre la marche de l'oxydation intraplasmique. Le pH du milieu ne se trouve pas parmi ces facteurs. En cela, nos données s'accordent avec celles de Béguet (1928), Moycho (1930). et Lasseur, Dupaix, Marchal et Combe (1931). Par contre, il s'est avéré que la production du pigment dépend de la composition du milieu, par conséquent des facteurs chimiques. On sait que dans les milieux exempts de sels de fer, les colonies du *B. prodigiosus* se développent blanches. Nous avons obtenu le même effet, non par élimination d'un des composants du milieu, mais par addition de certaines substances organiques. Leur action fut étudiée systématiquement sur le *Bacillus balticus*, souche aimablement envoyée par M. Lasseur. Les substances ont été incorporées à la gélose peptonée. Le pH initial des milieux fut ajusté à 7,0, et le pH final, déterminé après une semaine d'incubation à 20°C. Les cultures témoins faites sur gélose peptonée ordinaire donnèrent toujours lieu à une production intense de pigment; leur pH passait régulièrement de 7,0 à 8,4 après une semaine d'incubation (18 déterminations).

Substances ne produisant aucun effet sur la pigmentation en concentration maximum encore tolérée par le bacille : amidon $(C^6H^{10}O^5)^n$,

50 pour 100; acroléine $CH^2 : CH.CHO$, 0,07 N; hydroquinol $C^6H^4(OH)^2$, 0,007 N; aldéhyde formique CH^2O, 0,003 N. L'acide salicylique, le gaïacol et l'orcinol paraissent stimuler la croissance du microbe donnant lieu à des cultures blanches particulièrement abondantes.

Substances déterminant l'arrêt de la formation du pigment du *B. balticus*.	Concentration minimum.	pH final.	Constante de dissociation électrolytique.
Glycol $CH^2OH.CH^2OH$	2,2 N	7,0	—
Alcool méthylique CH^3OH	1,8	7,8	14–15
Acétone $CH^3.CO.CH^3$	1,7	7,4	—
Fructose $CH^2OH(C^4H^6O^4)CH^2OH$	1,6	6,2	13
Glycérol $CH^2OH.CH.OH.CH^2OH$	1,4	6,8	—
Glucose $CHOH(C^4H^7O^4)CH^2OH$	1,4	6,4	13
Alcool éthylique CH^3CH^2OH	0,8	7,2	—
Dioxane $O(C^2H^4)^2O$	0,4	6,7	—
Tryméthylcarbinol $(CH^3)^3COH$	0,3	7,6	—
Acétal CH^3CHO	0,3	6,8	15
Aldéhyde butylique C^3H^7CHO	0,06	6,3	—
Phloroglucinol $C^6H^3(OH)^3$ (1, 3, 5)	0,01	7,8	7
Alcool allylique $CH^2 : CH.CH^2OH$	0,008	7,3	—
Résorcinol $C^6H^4(OH)^2$ (1, 3)	0,008	7,4	9,4
Orcinol $C^6H^3(CH^3)(OH)^2$ (1, 3, 5)	0,007	7,4	6
Pyrocatéchol $C^6H^4(OH)^2$ (1, 2)	0,007	7,2	10
Gaïacol $C^6H^4(OCH^3)OH$ (1, 2)	0,006	8,0	7
Acide salicylique $C^6H^4(COOH)(OH)$ (1, 2).	0,005	7,6	3,8
Phénol C^6H^5OH	0,004	7,4	9,8

La faculté d'une substance d'arrêter la production du pigment augmente quand la température de l'incubation baisse. Ainsi, à la température de 16°C. la concentration minimum en orcinol se trouve réduite de 0,007 N à 0,004 N, celle du résorcinol — de 0,008 N à 0,005 N et celle de l'acétone — de 1,7 N à 1,5 N.

Il apparaît donc que le pouvoir d'arrêter la synthèse du pigment appartient en premier lieu à la fonction oxhydrile. Son activité est renforcée quand il fait partie d'un groupe d'alcool tertiaire. La présence d'une double liaison dans la molécule provoque le même effet, le voisinage d'un autre oxhydrile le contrarie. L'activité du dioxane indique qu'hormis l'oxhydrile, le groupe —C—O—C— peut aussi être pris en considération. Une action du groupe —CO— paraît improbable. Celle de l'acétone et des aldéhydes acétique et butylique peut être attribuée à leur forme énolique en —C : COH. Une pareille énolisation étant impossible dans le cas de l'aldéhyde formique et de l'acroléine, ces composés se révèlent inactifs. En ce qui concerne la constante de dissociation électrolytique, notons que généralement les composés dont la faculté de dissociation est plus grande, valeur de la constante de 4 à 10, s'avèrent plus actifs. La disproportion entre le pouvoir réducteur d'une substance et sa faculté d'arrêter la synthèse du

pigment est évidente. Aussi on ne peut expliquer le phénomène uniquement par une réduction du pigment au cours de sa formation. On ne peut également l'interpréter en tant qu'effet antioxydant de Moureu, l'action de l'hydroquinol et du pyrocatéchol étant relativement faible. Par contre, rien ne s'oppose à admettre que les composés actifs déterminent une hausse du potentiel d'oxydo-réduction du plasma. L'affinité de la plastide par rapport à l'oxygène étant diminuée, il s'ensuit un abaissement de l'intensité de l'oxydation intraplasmique et l'arrêt de la formation du pigment. Il est difficile d'interpréter autrement :

1° le fait que l'oxhydrile déterminant l'arrêt de la pigmentation provoque simultanément une baisse du pH du milieu ;

2° l'augmentation de la faculté d'une substance d'arrêter la synthèse du pigment consécutive à l'abaissement de la température.

MICROBIOLOGIE. — *Influence de la lécithine colloïdale sur le phénomène de la lyse microbienne par le bactériophage.* Note de MM. **B. S. Levin** et **Iwo Lominski**, présentée par M. Achard.

L'un de nous a démontré que l'action cytolytique ([1]) de plusieurs saponines est partiellement inhibée par l'addition préalable d'émulsions de diverses lécithines aux saponines. Nous avons eu l'idée de reproduire le même phénomène dans la lyse transmissible des microbes par le bactériophage.

Dans nos expériences faites avec des paramécies et des hématies, l'inhibition de la lyse était surtout très prononcée avec la lécithine en solution colloïdale de Magat, qui est formée exclusivement de grains amicroniques et qui est d'une grande stabilité. Cette lécithine ([2]) préparée à partir du jaune d'œuf, exempte de cholestérine, a été dissoute dans la proportion de 10 pour 100 dans la glycérine très purifiée à 8 pour 100 et 82 pour 100 d'eau distillée. Pour avoir une tension superficielle de l'ordre de celle de l'eau distillée, on stabilise la conductibilité électrique suivant la méthode de Neuschloss ([3]) par addition des électrolytes suivants : $CaCl^2$, KCl^2, NaCl, $NaHCO^3$, selon les proportions voisines de la solution de Ringer; le pH est de 7,3. Toute la préparation a été faite autant que possible à

([1]) B. S. Levin et I. Magat, *C. R. Soc. Biol.*, 115, 1934, p. 142.

([2]) Magat, *Zeitschr. f. exp. Medizin*, 47, 1925, p. 211.

([3]) Neuschloss, *Pfluegers, Arch. f. d. ges. Physiol.*, 181, 1920, p. 17.

l'abri de l'air. Cette solution colloïdale de lécithine de 10 pour 100 sur rapport au poids sec est tyndalisée et sert de solution mère (¹).

Expériences : $0^{cm^3},5$ de bactériophage antistaphylococcique récemment filtré sur bougie Chamberland L 3 d'un pouvoir lytique très prononcé a été mélangé dans une série de 17 tubes à hémolyse à $0^{cm^3},5$ de solution colloïdale de lécithine en concentrations croissantes, comprises entre 1/20ᵉ et 1/6400ᵉ. Dans 8 tubes le bactériophage a été additionné de $0^{cm^3},5$ d'eau physiologique ou de bouillon pour servir de témoin. Huit tubes ont reçu $0^{cm^3},5$ de lécithine (1/20ᵉ jusqu'à 1/400ᵉ), huit autres $0^{cm^3},5$ d'eau physiologique.

Tous ces tubes ont été mis pendant 24 heures (36 heures dans des autres expériences) à l'étuve à 37°. Après ce temps $0^{cm^3},5$ de chaque tube ont été ajoutés à $0^{cm^3},5$ d'une suspension de staphylocoques, préparée récemment avec une anse d'une culture sur gélose âgée de 24 heures en 10^{cm^3} de bouillon. Par cette manipulation les concentrations de lécithine étaient donc diminuées de moitié (1/40ᵉ et 1/12800ᵉ). Le tout a été remis à l'étuve pendant 24 heures. L'examen macroscopique des tubes étant rendu difficile par suite de l'opalescence provoquée par la solution de lécithine, nous étions obligés de recourir au procédé d'ensemencement en boîte de Petri pour déterminer le taux de la lyse.

Dans ce but nous avons prélevé à l'aide d'une micropipette $0^{cm^3},1$ de chaque tube contenant le mélange de bactériophage lécithiné et de staphylocoque, ainsi que des témoins, et nous l'avons déposé dans une boîte de Petri contenant 5 gouttes de bouillon. Puis nous avons fait couler 5^{cm^3} de gélose dans chaque boîte en agitant soigneusement afin d'obtenir une répartition homogène. Par cette deuxième manipulation la lécithine a été encore diluée 50 fois. La concentration terminale de la lécithine était donc dans la plus basse dilution active de 1/320000ᵉ. Les boîtes placées à l'étuve ont été examinées après 48 heures.

Résultats. — Nous avons constaté, par la méthode de numération des colonies dans des boîtes de Petri, que le staphylocoque se développe en milieu lécithiné au moins aussi bien qu'en milieu non lécithiné.

Les boîtes de Petri coulées à partir des tubes contenant le mélange de staphylocoque et de bactériophage non lécithiné étaient stériles ou montraient tout au plus quelques colonies (3 à 5).

Les boîtes de Petri provenant des témoins (staphylocoque en bouillon dilué avec l'eau physiologique ou avec la solution de lécithine) étaient recouvertes d'un enduit épais composé d'innombrables colonies.

Dans les boîtes ensemencées avec le mélange de staphylocoque et de bactériophage lécithiné au 1/20ᵉ, le développement du staphylocoque égalait presque celui des témoins. A 1/200ᵉ des milliers de colonies de staphylocoque avaient encore poussé. A 1/2000ᵉ l'action du bactériophage était

(¹) Usines chimiques Gruenau.

déjà très marquée, mais il y avait tout de même jusqu'à 100 colonies par boîte de Petri. L'examen confirmait que les colonies qui avaient poussé étaient bien des colonies de staphylocoques.

Dans une autre série d'expériences effectuées selon la même technique : les staphylocoques résistaient encore à l'action lytique du bactériophage dans des concentrations initiales de lécithine, comprises entre 1/20e et 1/3200e. Au-dessus de 1/3200e le développement du staphylocoque n'a pas eu lieu. Aux concentrations intermédiaires l'action du bactériophage se manifestait progressivement au fur et à mesure que la concentration de la lécithine diminuait.

Nous avons déterminé la dose du bactériophage nécessaire pour lyser en 24 heures $0^{cm^3},5$ de la suspension microbienne, dont nous nous sommes servis. La dose du bactériophage employée dans toutes nos expériences ci-dessus était vingt fois supérieure à cette dose minima. C'est pourquoi, en employant des doses plus petites de bactériophage, nous avons obtenu des résultats encore plus favorables.

Il était intéressant de savoir si le bactériophage était détruit par l'action de la lécithine ou si seulement la lécithine ne lui permettait pas d'exercer son action lytique. L'un de nous a remarqué ([1]), dans des expériences faites avec des mélanges de saponines et de lécithines, qu'une sapolécithine peu toxique récuperait partiellement sa toxicité par dilutions progressives. Pour séparer autant que possible le bactériophage de la lécithine, nous avons dilué le bactériophage lécithiné au 1/20e 100000 fois. Le bactériophage qui, par son contact avec la lécithine, avait perdu son action lytique, se montrait de nouveau très actif et une goutte lysait en 12 heures une anse de staphylocoques suspendus dans 10^{cm^3} de bouillon. Le principe lytique, régénéré de cette façon, se multipliait et s'est montré repiquable pendant plusieurs générations.

Résumé. — La lécithine en solution colloïdale inhibe ou affaiblit considérablement le pouvoir lytique du bactériophage antistaphylococcique. Le bactériophage, inactif en présence de la lécithine, peut être ensuite régénéré par de fortes dilutions et se montre repiquable. L'étude de ces faits pourra peut être éclaircir le phénomène curieux : que l'action du bactériophage dans l'organisme est loin d'égaler l'action si énergique que le bactériophage développe *in vitro*.

([1]) *Loc. cit.*

PATHOLOGIE COMPARÉE. — *Au sujet de l'immunité dans l'anémie infectieuse des équidés.* Note de M. **L. Balozet**, présentée par M. E. Leclainche.

L'existence d'une immunité vraie dans l'anémie infectieuse des équidés n'a jamais pu être établie jusqu'alors. Carré et Vallée, de Kock, la Commission japonaise et récemment Ramon et Lemétayer (¹) ont pu inoculer de grandes quantités de virus à des chevaux. Ceux-ci, après des accès d'anémie infectieuse, ont, en apparence, recouvré la santé. Mais il s'agissait d'animaux encore infectés dont le sang, inoculés à des animaux neufs, se montrait virulent. On sait, par les travaux de Carré et Vallée, de la Commission japonaise et d'autres, que les animaux, atteints d'anémie ou inoculés, lorsqu'ils ne meurent pas, conservent le virus un temps extrêmement long, plusieurs années, même en l'absence de tout accès fébrile. L'immunité dont ces animaux jouissent est une immunité-tolérance. Elle paraît liée à la présence, à la conservation du virus dans l'organisme. Ce n'est pas une immunité vraie; l'existence de cette dernière est encore douteuse.

Une observation récente, qu'il nous a été donné de faire, s'éloigne, par ses caractères, des faits publiés et montre la complexité du problème. Comme le font justement remarquer Ramon et Lemétayer, il existe des virus très pathogènes et d'autres qui le sont peu. Ce caractère, à vrai dire, est relatif : un virus faible peut s'exalter par les passages; Carré et Vallée l'ont démontré les premiers et nous avons eu l'occasion de le vérifier.

Nous possédons actuellement, pour nos expériences, deux virus. L'un, le virus T. B. isolé au Maroc, nous a été adressé par MM. Velu et Zottner. Il peut être considéré comme un virus faible. L'autre, que nous dénommons virus « Alfort », nous a été envoyé par MM. Carré et Rinjard. C'est un virus très actif qui, après une incubation de dix à douze jours, tue, à peu près constamment, les ânes d'expérience, environ un mois après l'inoculation.

Le virus T. B., dès sa réception, le 19 avril 1933, est inoculé à un âne qui montre un premier accès fébrile (40°,2) le quatorzième jour; un second, un mois après le premier (40°,2); un troisième, avorté, douze jours plus tard. Depuis, la température est normale et l'animal en parfaite santé.

(¹) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 508.

Du sang de ce premier âne, recueilli le 1er juin pendant le deuxième accès fébrile et conservé à la glacière, est inoculé, le 30 novembre à l'âne 63. Celui-ci commence le quatorzième jour, un accès fébrile (max. 40°,2). Pendant les sept jours suivants, la température est irrégulière sans dépasser 39°,6. A partir du 25 décembre, moins d'un mois après l'inoculation, douze jours après le début de l'accès fébrile, la température est tout à fait normale et l'état général très bon. Le 3 février, 66 jours après la première inoculation, l'âne est inoculé de nouveau avec le virus « Alfort », Onze jours après, il commence un accès fébrile grave (max. 40°,9), accompagné d'une profonde altération de l'état général qui fait prévoir la mort assez prochaine. Avant la deuxième inoculation, l'épreuve de la sédimentation donnait les résultats suivants (tout à fait normaux pour un âne) : indice volumétrique 23, indice de vitesse de chute 0,81. Le 21 février, huit jours après l'apparition des symptômes, les indications deviennent : indice volumétrique, 16,5; indice de vitesse de chute, 0,95.

Ainsi, cinq semaines environ après la fin de la fièvre déterminée par l'inoculation du virus d'anémie infectieuse T. B., notre âne, inoculé de nouveau avec le virus « Alfort », réagit en tous points comme les ânes neufs : même période d'incubation, mêmes températures, même atteinte profonde de l'état général.

Comment interpréter cette observation ? L'âne 63 a-t-il guéri très rapidement et éliminé complètement le premier virus ? Cette guérison ne laisserait donc aucune immunité. Une guérison totale avec une élimination aussi rapide de virus est contraire à toutes les observations antérieures. Tous les expérimentateurs reconnaissent la longue persistance du virus, chez les malades et les inoculés, pendant des mois ou des années.

Si le premier virus n'a pas été éliminé avant la deuxième inoculation, il faudrait admettre que l'immunité-tolérance, l'état de prémunition, conféré par le premier virus, n'était pas valable pour le second. C'est poser la question de la pluralité des virus d'anémie infectieuse des Équidés que nos expériences permettront peut-être de résoudre.

Quoi qu'il en soit, l'observation que nous rapportons fait entrevoir les difficultés que l'on est appelé à rencontrer dans l'étude de l'immunisation contre l'anémie infectieuse des Équidés, soit que l'on recherche la vaccination proprement dite par des virus tués ou modifiés, soit que l'on tente la prémunition par l'inoculation de virus peu pathogènes.

THÉRAPEUTIQUE. — *L'embryothérapie.*
Note (¹) de M. **Pierre Rosenthal**, présentée par M. Charles Richet.

Récemment, nous avons signalé l'action stimulante rapide des sucs embryonnaires frais administrés aux opérés en état de choc (²).

Depuis plusieurs années, nous utilisons l'embryothérapie (comme M. Richet propose de l'appeler), dans divers états pathologiques. Son action est double :

D'une part, elle est caractérisée par une stimulation dont la rapidité ne peut guère s'expliquer que par une action immédiate sur le système nerveux, et, d'autre part, elle se manifeste par une action plus lente de régénérescence des tissus et des organes.

P. Carnot, dès 1900, signalait l'action favorisante des extraits embryonnaires sur la croissance des têtards et des jeunes rats; il pensait à quelque application à la thérapeutique humaine. Dans des Notes successives, il signalait les heureux effets obtenus par cette méthode (³).

Parallèlement, Carrel (⁴) démontrait qu'un tissu pouvait se développer indéfiniment *in vitro*, à condition d'ajouter au milieu des sucs embryonnaires frais.

Il a appelé tréphones les principes grâce auxquels la vie des cellules animales peut être prolongée indéfiniment.

Il a démontré expérimentalement que les tréphones étaient un aliment nécessaire à l'activité fondamentale de toutes les cellules animales, sans distinction d'espèce, sans distinction de spécialisation cellulaire. Un suc embryonnaire de poulet peut entretenir indéfiniment un fragment de tissu humain qui conserve sa vitalité.

Pour obtenir un résultat thérapeutique efficace, il faut observer rigoureusement les conditions suivantes :

1° N'employer que des embryons vivants et rejeter toute préparation

---

(¹) Séance du 19 février 1934.

(²) P. Rosenthal, V. Pauchet et H. Bertreux, *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 1470.

(³) P. Carnot, *Presse Méd.*, 2, 1900, p. 237; *Bull. Acad. Méd.*, 88, 1922, p. 177; *C. R. Soc. Biol.*, 89, 1923, p. 34; *Paris-Médical*, 75, VIII, 1930, p. 177; P. Carnot et Deflandre, *C. R. Soc. Biol.*, 1, 1906, p. 926.

(⁴) *Journ. of Exp. Med.*, 15, 1912, p. 516; 17, 1913, p. 14; 18, 1913, p. 287; Carrel et Ebeling, *C. R. Soc. Biol.*, 89, 1923, p. 1142; 90, 1924, p. 172.

non utilisée au bout de 48 heures, les sucs embryonnaires, même conservés à la glacière, perdent en effet rapidement beaucoup de leur activité. [Déjà en 1901 (1), Charles Richet insistait sur la différence d'action entre le plasma extrait de muscles de bœuf avant qu'intervienne la rigidité cadavérique, et le plasma extrait de viande de boucherie pourtant considérée comme fraîche.]

2° Les embryons passent par une phase très courte au cours de laquelle ils présentent leur maximum d'activité. Cette phase se situe au milieu de leur vie embryonnaire, et c'est toujours à cet âge-là qu'il faudra les utiliser.

3° Les produits étant administrés à l'état cru, nous avons considéré comme très important de s'assurer de la parfaite santé des géniteurs.

Nous employons donc des embryons provenant d'un élevage sélectionné de Poules *leghornes* affecté spécialement à cet usage et que nous contrôlons au point de vue sanitaire.

Nous nous sommes arrêté à la technique suivante :

Les embryons de poulet (dix jours d'incubation) doivent être broyés vivants; la manipulation doit se faire aseptiquement; on recueille les sucs qui doivent être mis aussitôt à la glacière et consommés le plus rapidement possible.

Les sucs embryonnaires préparés ainsi sont très actifs, quoique n'étant pas injectables. Les muqueuses les absorbent rapidement. Nous utilisons les voies buccale, nasale et surtout rectale. Les résultats sont d'autant plus remarquables que le malade aura été mis en état de réceptivité par un jeûne hydrique plus prolongé.

Nous titrons le produit en « unités embryons »; lorsqu'il y a indication à obtenir un effet rapide, comme dans le choc opératoire, il faudra administrer de hautes doses : 10 à 20 unités embryon toutes les 3 ou 6 heures, par exemple, pendant 12 à 24 heures.

Lorsqu'on recherche l'action régénératrice, on donnera de 10 à 20 unités embryon toutes les 24 heures pendant 10 à 20 jours.

Nous avons obtenu des résultats excellents chez les sénescents, les convalescents, les déprimés, les hypertendus. Enfin, par des applications locales, nous avons pu faire cicatriser des plaies atones qui avaient résisté à toute autre médication.

---

(1) Charle Richet. *Revue de la Tuberculose*, 8, 1, 1900-1901, p. 1, et *Travaux du laboratoire de Physiologie*, 5, 1902, p. 310.

Au cours d'une expérience clinique déjà longue, de l'embryothérapie, nous n'avons jamais eu le moindre incident d'anaphylaxie alimentaire, même chez des sujets sensibilisés aux œufs.

En observant strictement toutes ces données, établies par nos constatations, les résultats seront toujours comparables entre eux, et cette méthode, devenue très maniable, pourra entrer dans la pratique courante.

Remarques sur la Note de M. P. Rosenthal *relative à l'embryothérapie*, par M. **Charles Richet**.

Je me permets d'attirer l'attention des médecins et des chirurgiens sur ce nouveau procédé thérapeutique qui mérite une étude méthodique.

En effet, les résultats heureux obtenus par les diverses opothérapies, qu'il s'agisse de l'opothérapie musculaire (zomothérapie), ou hépatique, ou splénique, n'étant pas contestables, M. Rosenthal a pensé à mettre à profit les belles recherches de Carnot et de Carrel sur le suc embryonnaire. Il emploie donc, à l'état embryonnaire, des tissus splénique, hépatique, musculaire et cérébral, puisque les embryons de poulet dont il prend le suc total contiennent ces différents tissus. C'est une *poly-opothérapie*.

Assurément de nouvelles recherches sont nécessaires, car la démonstration d'un effet thérapeutique certain est longue et délicate. Peut-être malgré d'énormes difficultés sera-t-il intéressant de prendre non plus des embryons d'oiseau, mais des embryons de mammifère, puisque aussi bien les tissus ont une influence opothérapique d'autant plus favorable qu'ils appartiennent à une espèce zoologique plus voisine.

A $15^h 40^m$ l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à $16^h 40^m$.

A. Lx.